N° d'enregistrement
au C.N.R.S.

A.O. 6667

ARTICLES PRINCIPAUX

Recouvrant en tout

LA THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée à

L'UNIVERSITE DE PARIS VI

par

Louis COURTOIS

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

SUJET de la THESE : Mécanisme de la susceptibilité gyromagnétique des ferrites aux hyperfréquences.
Propagation des ondes électromagnétiques de surface dans une plaquette de ferrite.

Soutenue le 8 FEV 1972 devant la Commission d'Examen

M. A. HERPIN.....Président

MM. E. ROUBINE.....
R. VAUTIER..... } Examinateurs

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.

ARTICLES PRINCIPAUX

Recouvrant en tout

LA THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée à

L'UNIVERSITE DE PARIS VI

par

Louis COURTOIS

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

SUJET de la THESE : Mécanisme de la susceptibilité gyromagnétique des ferrites aux hyperfréquences.
Propagation des ondes électromagnétiques de surface dans une plaquette de ferrite.

Soutenue le 1972 devant la Commission d'Examen

M. A. HERPIN.....Président

MM. E. ROUBINE.....
R. VAUTIER..... } Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

C. R. Acad. Sc., t. 256, p. 3265-3267. Séance du 8 avril 1963. Groupe 5

MAGNÉTISME. — *Mesure du tenseur de susceptibilité des ferrites.* Note (*) de MM. Louis Courtois et Bernard Lemaire, transmise par M. Louis Néel.

Démonstration de l'impossibilité d'obtenir un mode circulaire pur dans une cavité de mesure chargée de ferrite pour toutes les valeurs du champ directeur, ce qui entraîne la non-validité des formules appliquées habituellement. Description d'une détection sensible à un seul mode circulaire, qui permet de faire des mesures absolues et précises des termes du tenseur de susceptibilité.

Les nombreux avantages des mesures en cavité sur les mesures en guide pour l'étude des ferrites en hyperfréquences sont connus. Les vecteurs propres du tenseur de susceptibilité étant, outre le vecteur parallèle à l'axe du champ directeur, les vecteurs tournant autour de cet axe dans les sens direct et inverse, certains auteurs ont utilisé une cavité cylindrique dégénérée, par exemple TM 110, qui permet d'opérer aussi bien en polarisation circulaire qu'en polarisation linéaire.

L'introduction d'un échantillon cylindrique de ferrite aimanté suivant l'axe de la cavité lève la dégénérescence et fait apparaître deux fréquences de résonance correspondant aux modes circulaires direct et inverse. Pour les mesures, il est commode de supprimer l'observation simultanée des deux courbes de résonance en n'entretenant qu'un seul des deux modes circulaires. Ceci est obtenu par deux excitations locales en quadrature dans l'espace et dans le temps.

Cependant pour les champs directeurs faibles ou près de la résonance gyromagnétique, ces mesures se heurtent à des difficultés. On peut observer par exemple, lors de l'introduction de l'échantillon dans la cavité, une augmentation de la transmission et du coefficient de surtension, ce qui signifierait pour le matériau des pertes négatives, qui ne peuvent évidemment être retenues. Des difficultés analogues ont été signalées par différents auteurs, Le Craw et Spencer (1), Bussey et Steinert (2) en particulier.

Or dans la technique employée par tous ces auteurs, la détection de l'énergie dans la cavité était faite dans le plan méridien de la sonde. Le raisonnement simple suivant montre que l'énergie détectée par cette sonde peut être très différente de l'énergie du mode circulaire auquel on s'intéresse, même si celui-ci est seul excité. En effet, quel que soit le soin apporté à la réalisation de la cavité, il existe un couplage entre les modes circulaires direct et inverse. Étant donné les forts coefficients de surtension, le moindre défaut de révolution de la cavité, ou une faible hétérogénéité du ferrite sont suffisants pour réaliser ce couplage. Aux champs directeurs élevés, l'écart important des fréquences de résonance interdit tout échange d'énergie entre les deux modes. Il n'en est pas de même pour la cavité vide, dans le cas des champs directeurs faibles ou

dans le cas de la résonance gyromagnétique, on a alors un phénomène analogue à celui de deux circuits faiblement couplés et de fréquences voisines. Cette onde circulaire inverse interfère avec l'onde directe, ce qui fournit un mode de résonance elliptique. Selon que la sonde se trouve sur le grand ou sur le petit axe de l'ellipse, l'énergie détectée n'est pas la même. Le rapport des amplitudes des champs détectés sur les deux axes est appelé taux d'onde stationnaire. On sait qu'il suffit d'un rapport de puissance inverse à puissance directe égal à 1 % pour produire un TOS de 1,22.

Nous avons vérifié les phénomènes exposés ci-dessus à l'aide du banc de mesure en 3 cm, représenté sur la figure 1. Quatre iris donnent une symétrie suffisante à la cavité. L'excitation étant circulaire, nous avons

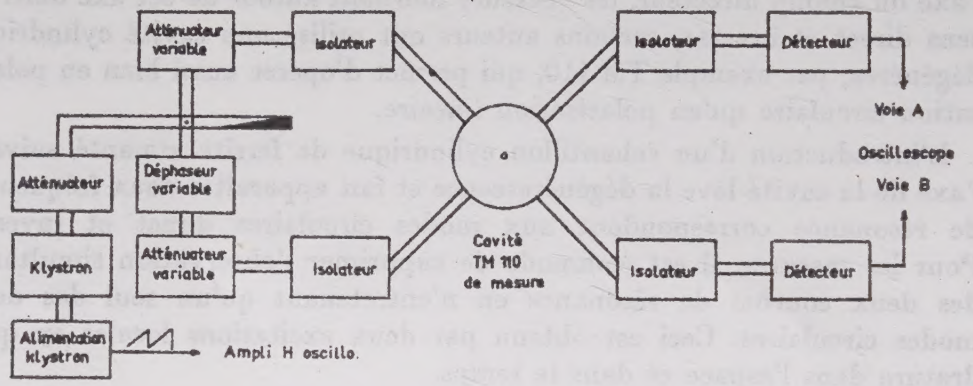
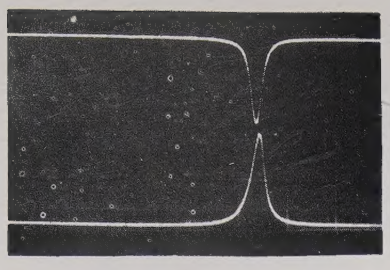


Fig. 1.

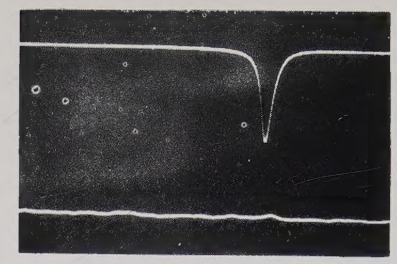
détecté dans deux plans à 90°. Nous avons obtenu les oscillogrammes 1 à 5 de la planche 1 qui confirment bien l'ellipticité du mode pour les champs directeurs faibles : lorsque l'amplitude d'une des courbes augmente, celle de l'autre courbe diminue.

Nous avons ensuite modifié ce montage. Un té magique fait la somme des champs recueillis sur les deux iris avec les conditions d'amplitude et de phase telles que la détection soit sensible au seul mode circulaire excité. En pratique, cela revient à réaliser pour la détection un montage tout à fait semblable à celui de l'excitation. Le schéma du banc de mesure est représenté sur la figure 2. La quatrième branche du té magique permet d'obtenir simultanément une détection sensible à l'autre mode circulaire non excité. Les oscillogrammes 6 à 10 sont ceux obtenus par ce procédé de détection. On remarque d'abord que les courbes supérieures correspondant à la détection du mode circulaire excité gardent une amplitude constante à quelques pour-cent près. Par contre, l'amplitude des courbes inférieures correspondant au mode circulaire inverse non excité varie dans un rapport important et ce, comme prévu, pour les faibles valeurs du champ magnétique continu appliqué. Précisons que le gain de cette

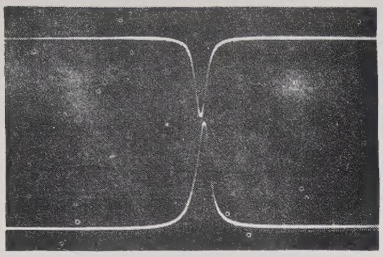


1

H = 50 Oe.

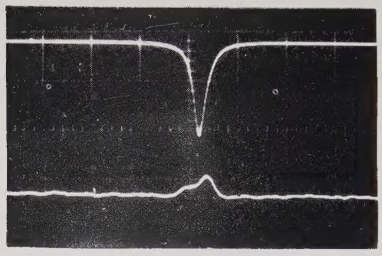


6

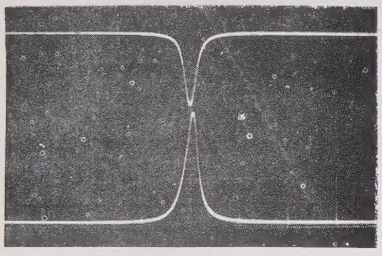


2

H = 5 Oe.

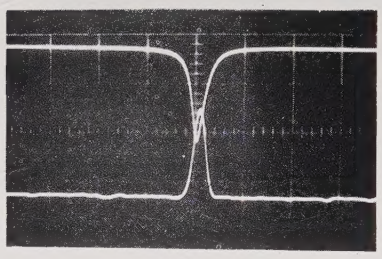


7

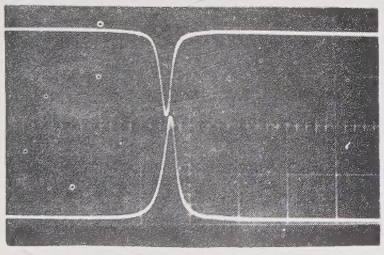


3

H = 0 Oe.

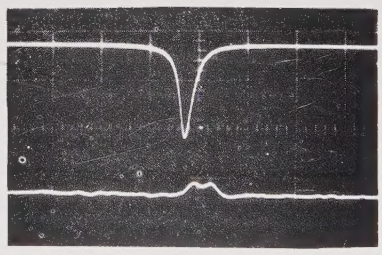


8

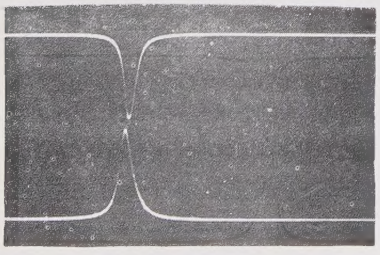


4

H = -5 Oe.

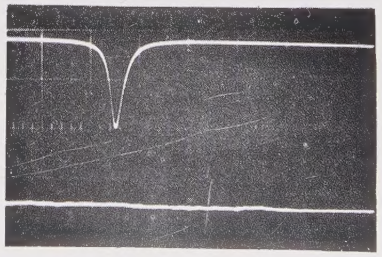


9



5

H = -50 Oe.



10

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550026_0007

dernière voie était 100 fois supérieur à celui de l'autre voie. Ainsi l'amplitude de cette onde circulaire inverse reste toujours faible par rapport à celle de l'onde directe excitée.

Le résultat important obtenu est que le second banc de mesure permet d'atteindre avec une précision suffisante (quelques pour-cent près) l'énergie du mode circulaire intéressant, et ce, même pour les champs faibles ou pour la cavité vide. Au contraire, une détection ordinaire, même associée à une excitation circulaire, conduit à une incertitude inadmissible sur les coefficients de surtension; nous avons déjà montré qu'une très faible hétérogénéité de révolution suffit à provoquer une onde circulaire inverse nuisible; par exemple, une simple rotation de l'échantillon sur lui-même modifie grandement les résultats.

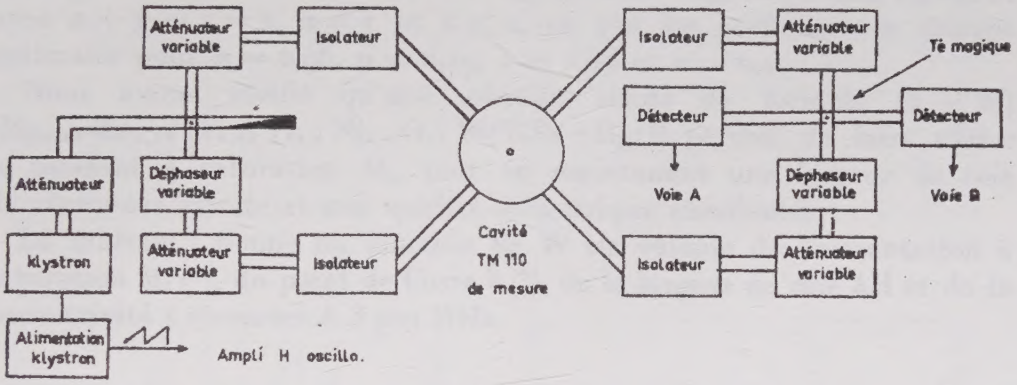


Fig. 2.

La méthode proposée pour les études des ferrites en ondes circulaires est à rapprocher de celle préconisée par Le Craw et Spencer qui utilisait un bâtonnet auxiliaire de ferrite pour séparer nettement les deux modes à polarisation circulaire direct et inverse. L'échantillon à étudier était alors un disque, ce qui nécessitait un calcul préalable du champ continu interne. Notre méthode a l'avantage d'être plus directe et n'impose pas notamment la forme de l'échantillon à mesurer. Elle permet une détermination absolue des paramètres du tenseur de susceptibilité aux champs faibles et son fonctionnement nous a donné entière satisfaction.

(*) Séance du 1er avril 1963.

(1) R. C. Le Craw et E. G. Spencer, *Technical Report*, Report n° TR-345, 25 avril 1956, Ta 3-9101; E. G. Spencer, R. C. Le Craw et F. Reggia, *J. Appl. Phys.*, 26, 1955, p. 354-355; R. C. Le Craw et E. G. Spencer, *J. Appl. Phys.*, 28, 1957, p. 399-410.

(2) H. E. Bussey et L. A. Steinert, *I. R. E. Trans. on Microwave Theory and Techniques*, MTT-6, 1958, p. 72-76.

(*Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise.*)

C. R. Acad. Sc. Paris, t. 264, p. 573-576 (20 février 1967). Série B

MAGNÉTISME. — *Étude expérimentale de la perméabilité initiale des ferrites aux très hautes fréquences.* Note (*) de MM. **Louis Courtois** et **André Deschamps**, transmise par M. Louis Néel.

Nous avons mesuré en fonction de la fréquence de 0,1 à 16 GHz les variations de la perméabilité d'une série de huit ferrites désaimantés de Mn Mg en solution solide avec du titanate de magnésium. Nous espérons pouvoir expliquer prochainement les résultats obtenus.

Dans une Note précédente (1) nous avions montré que les propriétés dans la bande X de ferrites mixtes de Mn Mg étaient améliorées par une substitution d'ions Fe^{3+} suivant la formule $Mg_x Mn_y Fe_{z-2a} Ti_a Ni_a O_4$ avec $x + y + z = 3$, $x \leq 1$ et $z \leq 2$, et que les performances étaient optimales pour $x = 0{,}95$, $y = 0{,}19$, $z = 1{,}86$ et $a = 0{,}1$.

Nous avons vérifié qu'une solution solide de formule $(1 - W)(Mg_{0,95} Mn_{0,19} Fe_{1,86} Ti_{0,1} Ni_{0,1} O_4)\, W(TiO_2\, 2MgO)$ permet de faire varier le moment à saturation M_s, tout en maintenant une largeur de raie de résonance étroite et une qualité diélectrique excellente.

Le tableau I donne en fonction de W les valeurs de l'aimantation à saturation M_s (2), du point de Curie θ (2), de la largeur de raie ΔH et de la permittivité ε mesurées à 3 900 MHz.

Tableau I.

W.	M_s (u. é. m./g).	θ (°C).	ΔH (Oe).	ε.
0,056	26,3	294	200	13,1
0,1	23,8	264	170	13,3
0,16	22,3	246	154	13,6
0,21	20,2	223	140	13,7
0,26	18,8	196	119	13,8
0,31	17,3	171	100	13,8
0,36	16	155	75	13,9
0,41	14,9	139	60	14
0,47	13,4	114	50	14

De 0,1 à 1,7 GHz, la perméabilité a été mesurée par la méthode de l'admittancemètre (3); nos échantillons étaient toriques et parfaitement ajustés à la ligne coaxiale. Pour chaque matériau, nos mesures ont été répétées systématiquement avec quatre épaisseurs différentes.

De 1,7 à 17 GHz la perméabilité a été mesurée par une méthode de perturbation en cavité résonnante rectangulaire TE_{102}, les échantillons étaient alors de longs cylindres dont les diamètres variaient de 1 à 3 mm suivant les fréquences.

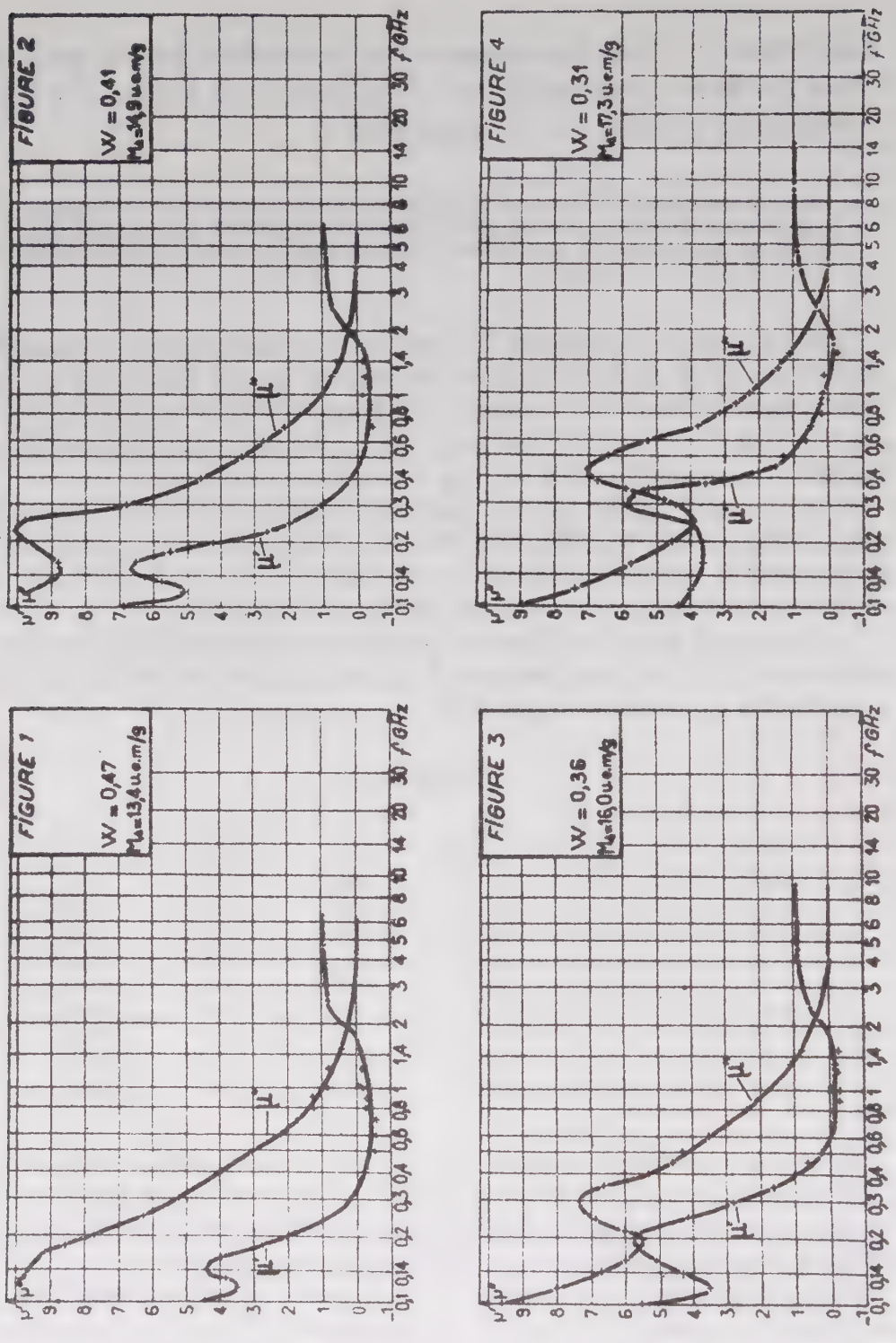


FIGURE 1
W = 0,47
Ms=13,4ua.m/g
FIGURE 2
W = 0,41
Ms=14,9ua.m/g
FIGURE 3
W = 0,36
Ms=16,0ua.m/g
FIGURE 4
W = 0,31
Ms=17,3ua.m/g
μ'
μ''
f'GHz

Fig. 1 à 4.

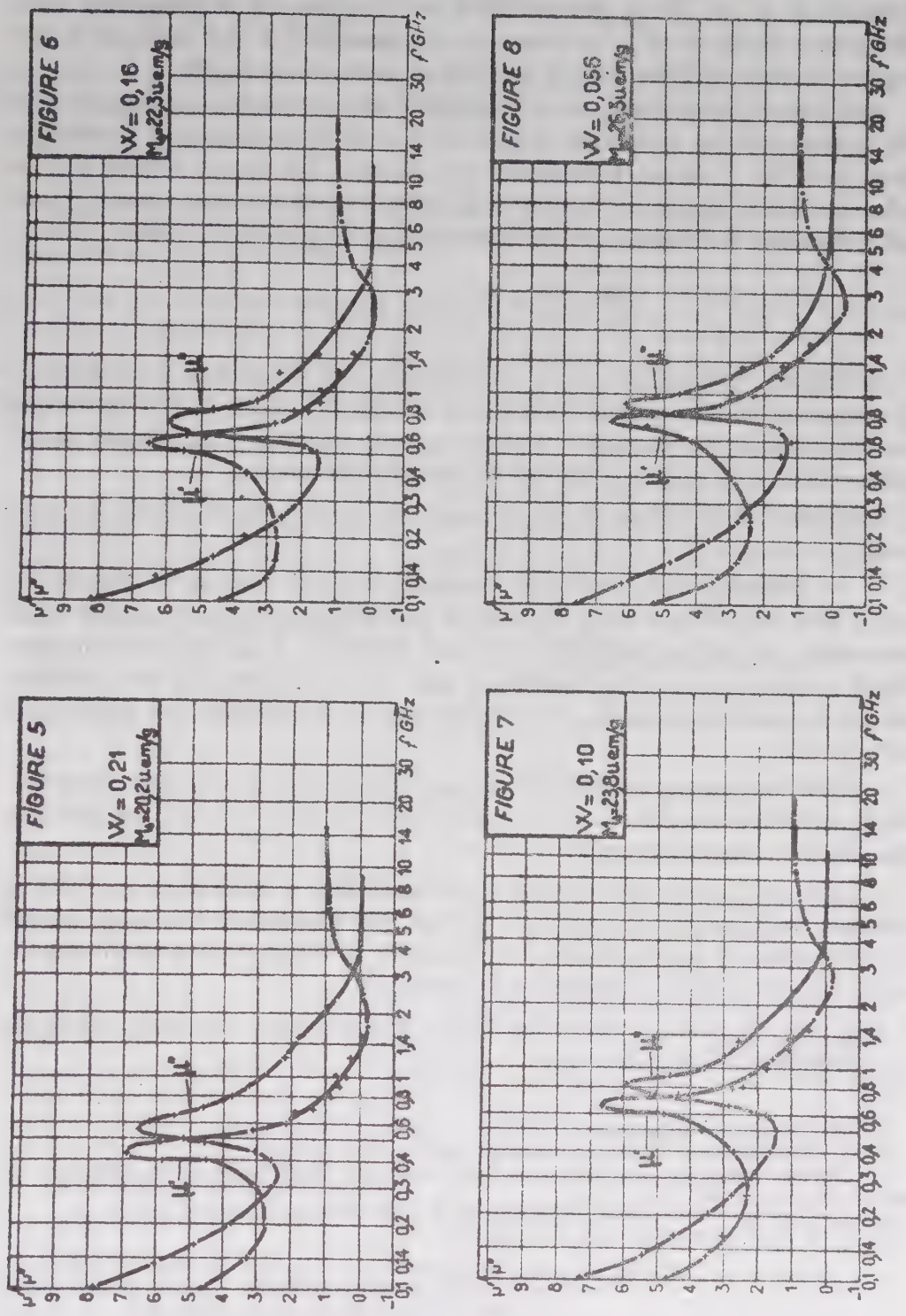


FIGURE 5
W = 0,21
FIGURE 6
W = 0,16
FIGURE 7
W = 0,10
FIGURE 8
W = 0,056
μ' μ''
f GHz

Fig. 5 à 8.

Les figures 1 à 8 représentent les variations des parties réelles et imaginaires μ' et μ'' de la perméabilité en fonction de la fréquence pour plusieurs valeurs de W. Les mesures correspondent à des croix ou à des points, suivant qu'elles ont été faites à la ligne ou en cavité.

Aux basses fréquences, la perméabilité est attribuée au déplacement des parois entre les domaines magnétiques, processus qui tend à disparaître vers 0,1 GHz. Pour les fréquences plus élevées, les parois restent immobiles et seul subsiste le mouvement gyromagnétique des spins (4) qui est représenté à l'intérieur d'un domaine par l'équation classique

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H} + \text{terme dissipatif.} \qquad (1)$$

Le champ H considéré est le champ effectif à l'intérieur du domaine : il comprend le champ d'anisotropie et les champs dipolaires. Il provoque un phénomène de résonance (maximum de μ'') d'une amplitude particulièrement importante pour ces matériaux nouveaux.

L'étendue et la précision de nos spectres permet de constater les anomalies suivantes :

— au voisinage de la résonance gyromagnétique la formule (1) représente assez bien les phénomènes, cependant aux fréquences inférieures à cette résonance, la valeur observée de μ' est inférieure à la valeur théorique. Nous pensons que cette diminution peut être produite par des déplacements de parois, auxquels on attribue plutôt d'habitude une augmentation de μ';

— aux fréquences supérieures à cette résonance, on observe un étalement en fréquence des courbes de résonance de μ' et μ'', mal traduit par des courbes logarithmiques;

— aux fréquences très élevées la susceptibilité χ' mesurée a une valeur absolue trop grande devant celle prévue par l'équation (1); nous savons que cet excès de susceptibilité doit être lié à la configuration en domaines, car il disparaît dans le matériau aimanté.

Une théorie actuellement en cours d'élaboration pourrait expliquer quantitativement ces résultats.

(*) Séance du 6 février 1967.
(1) A. Deschamps et V. Cagan, *Comptes rendus*, 258, 1964, p. 3238.
(2) Mesures faites par G. Villers au Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide du C. N. R. S.
(3) A. Globus, *J. Phys. Rad.*, 22, Suppl. n° 6, juin 1961, p. 73 A-78 A.
(4) G. T. Rado, *Phys. Rev.*, 80, 1950, p. 273.

(*Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, C. N. R. S.*, 1, *place Aristide-Briand, Bellevue, Hauts-de-Seine* et *Lignes Télégraphiques et Téléphoniques, Conflans-Sainte-Honorine, Yvelines.*)

174430. — Imp. Gauthier-Villars. — 55, Quai des Grands-Augustins, Paris (6e).
Imprimé en France.

C. R. Acad. Sc. Paris, t. 264, p. 1333-1336 (8 mai 1967). Série B

MAGNÉTISME. — *Mécanisme de la perméabilité initiale des ferrites aux très hautes fréquences.* Note (*) de MM. **Louis Courtois** et **André Deschamps**, transmise par M. Louis Néel.

Une théorie est proposée qui montre comment l'apparition de charges magnétiques sur les parois des domaines est susceptible de modifier la perméabilité gyromagnétique dans les ferrites non aimantés.

Dans une Note précédente (1), nous avons présenté les spectres de perméabilité initiale d'une série de huit matériaux caractérisés par la valeur de W. Nous avons vu que, pour les fréquences suffisamment élevées, la perméabilité est due au mouvement gyromagnétique :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma\left(\vec{M} \wedge \vec{H}\right) + \text{terme dissipatif.} \qquad (1)$$

Cependant, cette équation n'est pas susceptible d'expliquer les deux anomalies suivantes : la courbe de résonance naturelle est franchement

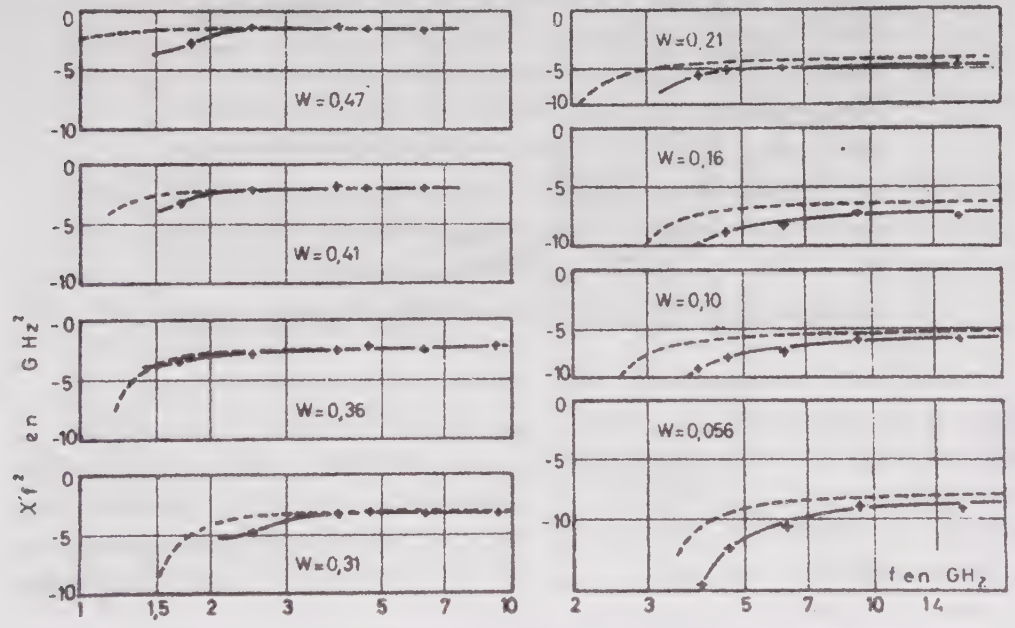
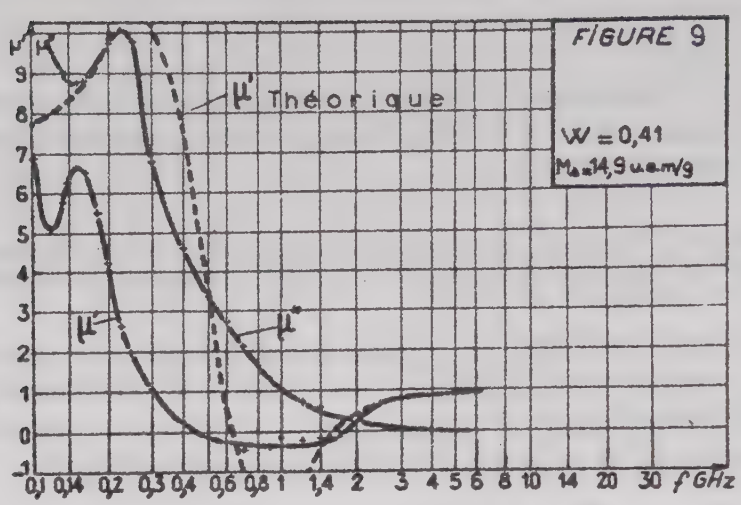
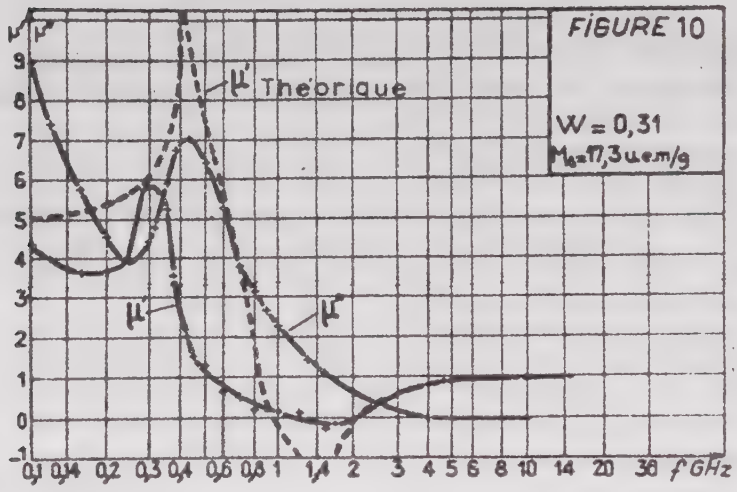


Fig. 1 à 8. — Variation de $\chi' f^2$ en fonction de la fréquence.
En trait plein : courbe expérimentale; en pointillé : courbe théorique.

dissymétrique et la valeur absolue de la susceptibilité aux fréquences élevées est trop grande devant celle prévue par l'équation (1). Nous proposons ici une théorie qui explique bien ces deux particularités.

A l'intérieur d'un ferrite polycristallin désaimanté, le modèle d'un empilement régulier de sphères est assez naturel pour représenter la répar-

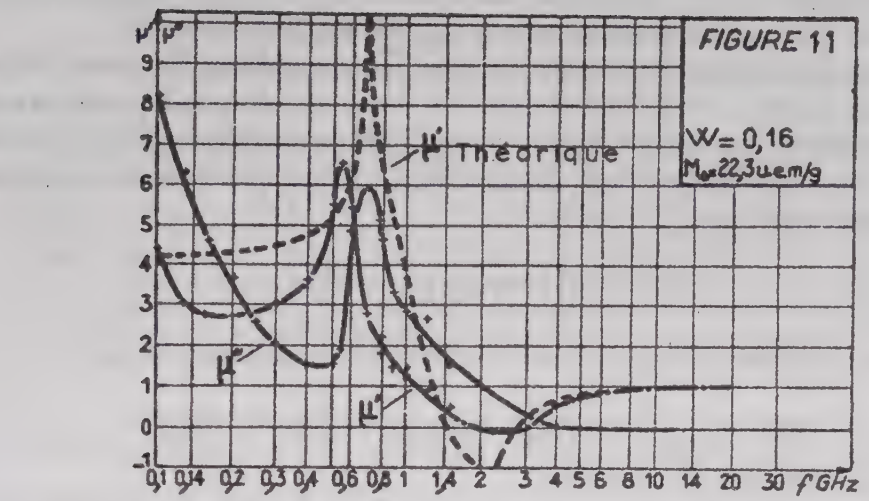




tition et la forme des domaines. Considérons ce qui se passe dans le plan xOy (*fig.* 12), le champ hyperfréquence h_i étant appliqué suivant Ox. Soit un domaine entouré de ses quatre voisins, dont l'aimantation est parallèle (direction Oz) et de sens opposé. L'aimantation hyperfréquence m, polarisée elliptiquement dans le plan xOy, tourne dans le sens positif pour le premier, négatif pour les quatre autres.

Pour une fréquence $f \ll f_0$, f_0 étant la fréquence de résonance naturelle des spins, l'ellipticité de la polarisation est grande et dans une direction parallèle au champ. Sur la surface de chaque domaine, les charges dipolaires tendent à s'annuler; le champ démagnétisant est négligeable. Au contraire, si $f \gg f_0$, l'ellipticité est grande, mais dans une direction perpendiculaire au champ.

Les charges dipolaires tendent à ajouter leurs effets et peuvent doubler la valeur du champ démagnétisant. Ce phénomène est connu sous le nom



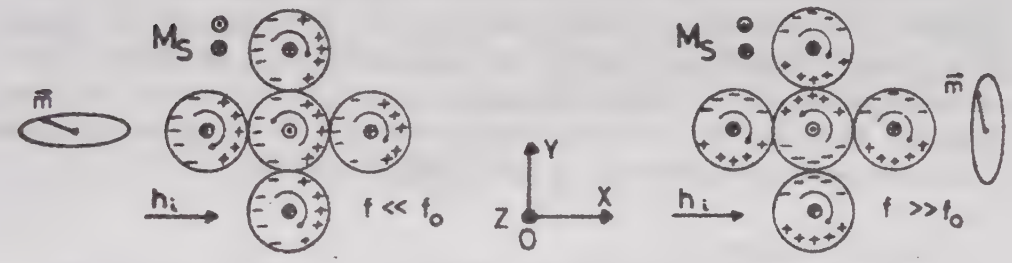


Figure 12.

d'effet Polder-Smit. Pour l'exemple choisi, les charges propres au domaine créent un champ démagnétisant de $m/3$ et celles des six voisins, y compris les deux domaines non situés dans le plan xOy, créent, en son centre, un champ $m/6$, soit un champ démagnétisant total de $m/2$, l'effet des autres domaines étant négligé.

Le grain possède donc les coefficients de désaimantation $N_x = 0$ dans la direction parallèle au champ h_i appliqué au domaine et $N_y = 1/2$ dans la direction perpendiculaire. Un calcul simple donne la susceptibilité apparente du domaine à partir des susceptibilités diagonale et non diagonale χ_d et K_d, tirées de l'équation (1) sans terme d'amortissement. On obtient ainsi, pour le ferrite désaimanté :

$$\vec{m} = \frac{2}{3}\left[\chi_d - (K_d^2 N_y)(1 + \chi_d N_y)^{-1}\right]\vec{h}_i, \tag{2}$$

où le coefficient 2/3 provient de la répartition aléatoire de l'aimantation $\vec{M}_s$ de chaque groupe de domaines. A fréquence élevée :

$$\chi' = -\frac{2}{3}\left[\gamma^2 M_s (H_0 + N_y M_s)\right] f^{-2}.$$

Les figures 1 à 8 représentent les variations du produit $\chi' f^2$ en fonction de la fréquence. La partie horizontale des courbes montre bien l'exac-

titude d'une loi en $1/f^2$. La valeur moyenne de N_y, donnée ainsi par l'expérience, est 1/2, ce qui correspond au modèle choisi ci-dessus.

En réalité, la forme des domaines est très variable et N_y prend toutes les valeurs entre 0 et 2. Guidés par un souci de simplicité, nous avons choisi arbitrairement pour N_y une fonction de probabilité $u(N_y)$ de forme lorentzienne, que nous avons normalisée à $A = 0{,}440$ afin de conserver une valeur moyenne $\langle N_y \rangle = 1/2$:

$$u(N_y) = A\left[\left(\operatorname{Arctg}\frac{2}{A}\right)(A^2 + N_y^2)\right]^{-1}.$$

La perméabilité du ferrite polycristallin désaimanté est donc

$$\mu' = 1 + \frac{2}{3}\int_0^2 u(N_y)\,[\chi_d - (K_d^2 N_y)(1 + \chi_d N_y)^{-1}]\,d(N_y).$$

Cette valeur théorique, entièrement calculable à l'aide de la formule (1), où nous avons négligé les pertes, a été reportée sur les spectres des figures 9 à 11. Pour les fréquences élevées, la confrontation est excellente. Pour la zone de résonance, au terme d'amortissement près, les deux pôles de la fonction théorique qui ont lieu pour $\chi_d'' \to \infty$ et $\chi_d' = -1/2$, correspondent bien aux deux extrémums de la perméabilité mesurée.

(*) Séance du 24 avril 1967.

(1) L. Courtois et A. Deschamps, *Comptes rendus*, 264, série B, 1967, p. 573.

(*Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, C.N.R.S.*, 1, *place Aristide-Briand, Hauts-de-Seine* et *Lignes Télégraphiques et Téléphoniques, Conflans-Sainte-Honorine, Yvelines.*)

175102. — Imp. Gauthier-Villars. — 55, Quai des Grands-Augustins, Paris (6e).
Imprimé en France.

Reprinted from JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, Vol. 39, No. 2, (Part I) 734–735, 1 February 1968
Copyright 1968 by the American Institute of Physics
Printed in U. S. A.

Initial Permeability of Ferrites at Microwave and Natural Gyromagnetic Resonance

LOUIS COURTOIS AND FRANCIS HOFFMANN

Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, C.N.R.S., 92-Bellevue, France

At sufficiently high frequencies the initial permeability is attributed to the gyromagnetic motion: Taking into account the effective anisotropy field, the rf field, and the dipolar field we obtain a phenomenon of gyromagnetic resonance called natural resonance (maximum of μ'').

As it was shown by Polder and Smit, the off-diagonal component of the permeability creates magnetic charges on the domain walls. The demagnetizing field and the off diagonal permeability give a component of magnetization which is parallel to the applied field and whose average over the ferrite does not cancel. On a simple model of prolate domains, a derivation of this mechanism is presented. The results do not fully explain the shape of the natural gyromagnetic resonance, but they give however the fundamental aspect of the phenomenon. At lower frequency, Snoek's formula is obtained and at higher frequencies this theoretical value of the permeability is perfectly confirmed by several experiments.

At sufficiently high frequencies the initial permeability of ferrites is attributed to the gyromagnetic motion

$$\partial M/\partial t=\gamma(M\times H)+\text{damping terms}, \qquad (1)$$

where H represents the field of effective anisotropy H_{eff}, the rf field h, and the dipolar fields. These fields give a gyromagnetic resonance phenomenon called spin resonance at zero field. Formula 1 allows the calculation of the radio frequency susceptibility which is a tensor with χ_d and K_d as diagonal and off-diagonal terms, respectively.

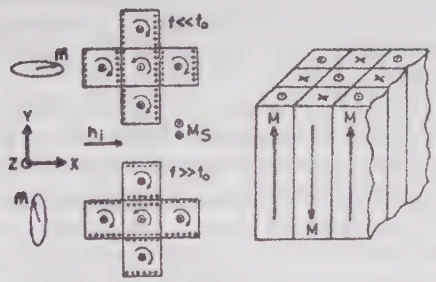


FIG. 1. Model of domains showing the Polder–Smit phenomenon.

At much lower frequencies than the resonance frequency the permeability is virtually scalar ($\chi_d \gg K_d$), whereas at much higher frequencies it is essentially off diagonal ($K_d \gg \chi_d$).

Rado[1] showed that the intrinsic permeability of a demagnetized ferrite can be obtained by averaging the permeability of each of its domains. It is inexact, however, to say that because the off-diagonal component of magnetization is an odd function of magnetization direction it has no effect and that for a random orientation of the domains the average permobility is simply $\frac{2}{3}\chi_d$. Actually, the phenomenon is more complicated and K_d plays an essential role by reason of the magnetic charges which appears on the domain walls above resonance.

We show in Fig. 1 a model of antiparallel magnetized domains with a prismatic shape and a square cross section. The effect of the χ_d component was to create charges on the domain walls which cancel themselves out two by two. It is not the same situation for charges created by the effect of the K_d component which, in certain cases, can even reinforce themselves. This phenomenon, known as Polder–Smit effect,[2] changes the conditions of the gyromagnetic resonance. It is

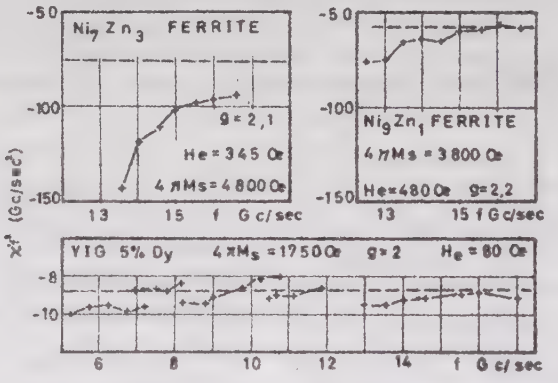


FIG. 2. $\chi' f^2$ product from Sandy and Green measurements.[4] In dotted line theoretical asymptotical value.

often misunderstood,[3] e.g., certain authors apply the formula given by Polder and Smith $\omega_r=\gamma(H_{eff}+4\pi M_s)$ as the highest limit of the apparent resonance in the zero field in the case of ferrite slab, to the general case of intrinsic ferrite permeability. They make use of the classical Kittel's formula which is not applicable to the domain. They generally explain the high absolute value of the initial susceptibility of ferrites observed at high frequencies as resulting from the proximity of the spin resonance, that is quantitatively insufficient.

With this model we have calculated the average susceptibility of the ferrite, with the assumption of no dc

[1] G. T. Rado, IRE Trans., AP-4, 512, (1956).

[2] D. Polder and J. Smit, Rev. Mod. Phys. 25, 89 (1953).

[3] B. Lax and K. J. Button, *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics* (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York). p. 447.

demagnetizing fields ($N_z=0$), which are avoided by the formation of domains of closure. We assume that the rf demagnetizing field inside a domain $h_{xy}=-4\pi N_{xy}m_{xy}^0$ is uniform, with the axis indicated on the diagram m^0 being the odd part of the magnetization of the domain under consideration. This constitutes an average value for the demagnetizing field, because we have only taken into account the self-charges of the domain under consideration. The other charges can increase this field and in some very special cases double it. Assuming a random orientation of the domain groups, an intrinsic ferrite susceptibility such as the following is obtained:

$$\chi=\tfrac{2}{3}\{\chi_d-\tfrac{1}{2}K_d^2[Nx/(1+\chi_d Nx)+Ny/(1+\chi_d Ny)]\}. \tag{2}$$

For the values of Nx and Ny between 0 and 2, the spin resonance frequencies are contained between γH_{eff} and $\gamma[H_{eff}(H_{eff}+8\pi M_s)]^{1/2}$. For low frequencies formula (2) gives

$$\chi=\tfrac{2}{3}\chi_d=(8\pi/3)M_s/H_{eff},$$

and for high frequencies

$$\chi=\tfrac{2}{3}[\chi_d-\tfrac{1}{2}(Nx+Ny)K_d^2]=-(8\pi/3)(\gamma^2M_s/f^2)\times[H_{eff}+(Nx+Ny)2\pi M_s].$$

In Figs. 2 and 3 we represent the product χf^2 from the

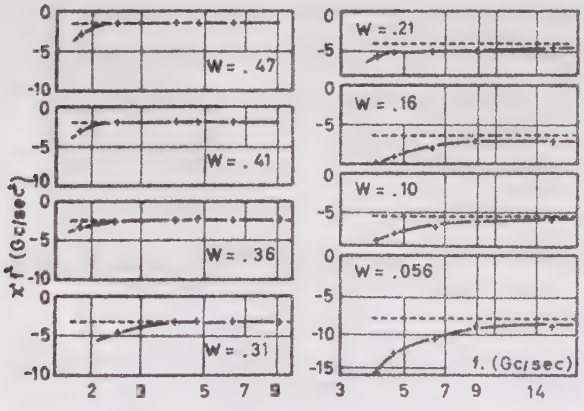


FIG. 3. χf^2 product from Courtois and Deschamps measurements on eight titanate ferrites.[5]

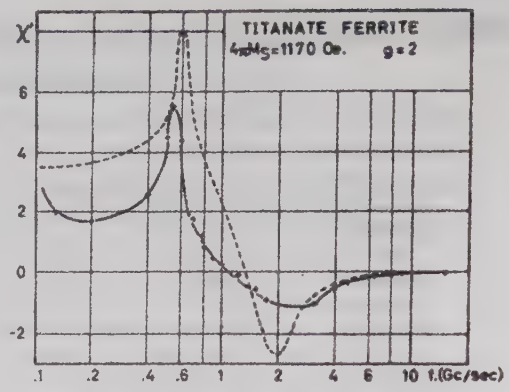


FIG. 4. Typical spectrum of χ' from Courtois and Deschamps measurements.[5] In dotted line theoretical value.

measurements of Sandy and Green[4] for 3 conventional ferrites and of Courtois and Deschamps[5] for a series of eight titanate ferrites. We have traced as a dotted line the horizontal asymptote:

$$\chi f^2=-\tfrac{8}{3}\pi M_s\gamma^2(H_{eff}+2\pi M_s)$$

Since measurements of the initial permeability spectrum are very rare[6-8] in microwaves the formula has only been tested on a few ferrites; the excellent results give, however, a great interest to this simple formula. On Fig. 4 we represent an experimental spectrum of titanate ferrites as well as the theoretical spectrum calculated with the help of formula (2), supposing a uniform probability law for $(Nx+Ny)$ extending between 0 and 2.

The simple model which is proposed herein is not sufficient to fully explain the shape of the spectrum near the gyromagnetic resonance of spins at zero field. It gives, however, the fundamental aspect of the considered phenomenon. At lower frequencies, we obtain the Snoek's formula and at higher frequencies a simple formula whose merit is perfectly confirmed by experiments.

---

[4] F. Sandy and J. J. Green, J. Appl. Phys. **38**, 1413 (1967).
[5] L. Courtois and A. Deschamps, Compt. Rend. Sci. **264**, 573 (1967).
[6] G. T. Rado, Rev. Mod. Phys. **25**, 81 (1953).
[7] J. E. Pippin and C. L. Hogan, IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques **MTT-6**, 77, (1958).
[8] H. F. Remde, J. Appl. Phys. Suppl. **32**, 384S (1961).

INTERNATIONAL CONFERENCE ON THE MICROWAVE BEHAVIOUR OF FERRIMAGNETICS AND PLASMAS. Londres, (13-17 Sept. 1965).

SURFACE MODES IN FERRITE SLABS.

Jean-Louis DORMANN, Louis COURTOIS.

The theoretical calculations of the microwave propagation constants in a ferrimagnetic medium are difficult to solve when the boundary conditions are considered. The classical treatment is done either by assuming that fundamental mode of the waveguide loaded with the ferrite is slightly perturbed, with the strict limits of such a method, or by omitting the losses which is valid only in some special cases.

Taking the losses into account, we have derived the eigenvalues of the modes which propagate by successive reflections, in a infinite plane slab of a magnetized ferrite limited either by two air-ferrite interfaces or by one air-ferrite and another metal-ferrite interfaces. This calculation was done for isotropic slabs and is now classical. For the anisotropic media, it offers a new approach of the problem. The obtained modes can be ranged as "Surface modes" and the form of the propagation phenomena should be slightly modified for a infinite ferrite bar. If the r.f. fields rapidly decrease out of the ferrite sample, the results are suitable to the structure of a waveguide loaded with a ferrite bar.

The used formulation, i.e. the determination of the plane waves of the infinite medium, the calculation of matrix reflection coefficients of an air-ferrite interface, the conditions of propagation [1, 2], leads to solve two equations of two unknowns (the real part β/σ and the imaginary one α/σ of the propagation constant) and one parameter (thickness d of the slab). These equations which are transcendental and semi-periodical were solved with an electronic computer using the method of a double iteration.

The calculations have been made in the case of an applied d.c. biasing field normal to the plane of the slab. Another typical case could be considered when the d.c. field is parallel with the propagation direction ; this case would lead to different modes but it can be shown that the modes would have the same characteristics as in the preceding case. The numerical data of a titanate ferrite were used (ΔH = 130 Oe, M_s = 970 Oe, F = 3 800 MHz, σ = 2,8 rad/cm) with several field values.

The symmetry of the structure gives the possibility to distinguish between the symmetrical modes (even) or the antisymmetrical ones (odd). The even modes are also solutions of the semi-structure limited by a conducting plane. The even and odd modes present the same aspect of propagation. An odd mode takes place between two successive even modes ; for this reason, we give only the even modes in this paper. These modes are neither TE nor TM but the mathematical formulation uses the two eigen plane waves of the birefringent medium.

We have shown that the whole modes can be classified in three main types : a) the ordinary modes the energy of which is mainly carried along by the ordinary plane wave ; b) the extraordinary ones the energy of which is mainly carried along by the extraordinary plane wave ; c) the modes which are special to the birefringent media and located in one of the air-ferrite interfaces.

a) THE ORDINARY MODES - The figures 1 and 2 exhibit the thickness dependence of the phase and attenuation constants, the only 4 first modes being shown and for a polarizing field H_{dc} of 1 500 Oe. These waves slightly differ from those already known in the isotropic media. The speed of the phase is between that of the ferrite medium (σ) according to the Cotton-Mouton effect and that of vacuum. The losses, however, little modify their cut off values. The speed can hence be smaller than this one of the air. The existence of the rapid modes are also

Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, C.N.R.S., Bellevue, Seine-et-Oise, FRANCE.

observed, though with a strong attenuation. We are not aware that the existence of these modes has never been shown yet.

The evolution of the first mode when the field H_{dc} varies, is depicted in figures 3 and 4. We have chosen :

H = 200 Oe (weak field) H = 1 300 Oe (Faraday resonance)
H = 600 Oe (middle of the cut-off) H = 1 500 Oe (Strong field)
H = 1 000 Oe (Cotton Mouton resonance) H = 3 100 Oe (quazi-dielectric ferrite)

Whatever be the value of H_{dc}, the shape of the modes is conserved but the attenuation is modified.

b) THE EXTRAORDINARY MODES - The presentation of the results is similar to that of the ordinary waves. The ten first waves are represented in figures 5 and 6. The higher modes no longer show the phenomenon of cut-off ; for a thin slab their complex wave-number become infinite. This phenomenon is close to this one of the propagation in the wave-guides infinitely small; These modes are much more sensitive to the field H_{dc} than the ordinary modes. Figures 7 and 8 show the propagation constants of the first mode for various fields. It is noticeable that these modes can be faster than the wave in vacuum (H=600 Oe) or slower than the wave in an unlimited ferrite (H=1 000 Oe).

c) THE SPECIAL MODES - These modes are typically surface waves since they are guided by an air-ferrite interface. This particular property of the birefringent media has been pointed out by Seidel [3] and the equivalent solution on the metallic walls of a wave-guide has been explicitly described by Barzilai and Gerosa [4] for the case without any loss. These modes exist only for some values of the field H_{dc}. Furthermore, this mode is alone whereas the ordinary or extraordinary modes show discrete series.

The figure 9 exhibits the asymptotical values of the propagation constant as a function of the d.c. field H_{dc} when the thickness of the slab becomes important. The thickness dependence of the evolution of the mode is shown in figure 10, for an applied field of 1 000 Oe. The curves are the pseudo-sinusoïdal ones strongly attenuated. For a very thin slab, this mode is of the same type as the extraordinary modes which have an infinite propagation constant. But it is always the nearest of the asymptote. The crowding of this mode in the ferrite is particularly reduced, very rapidly the mode does not see any more the second interface and consequently the propagation constant get to its asymptotical values.

This study of the complex wave-numbers has enabled us to classify the modes in thin slabs of ferrite into three original types. The calculation of their attenuation constant allows an evaluation of their importance in the pratical devices. However a complete account of the energy necessary to determine the crowding out of the ferrite requires the knowledge of the electromagnetic field configurations corresponding to these modes. This aspect of the problem is being studied.

REFERENCES -

[1] S. DMITREVSKY, Depart. Electrical Eng. Res. Rep. n° 20, (Sept. 59), Univ. of Toronto.
[2] L. COURTOIS, Thèse Paris 1964.
[3] H. SEIDEL, Bell Syst. Tech. J., (Mars 57), p. 409-426.
[4] G. BARZILAI, G. GEROSA, "Propagation of electromagnetic waves in rectangular guides loaded with magnetized ferrite" Istituto di Elettronica dell' Universita di Roma, (1964).

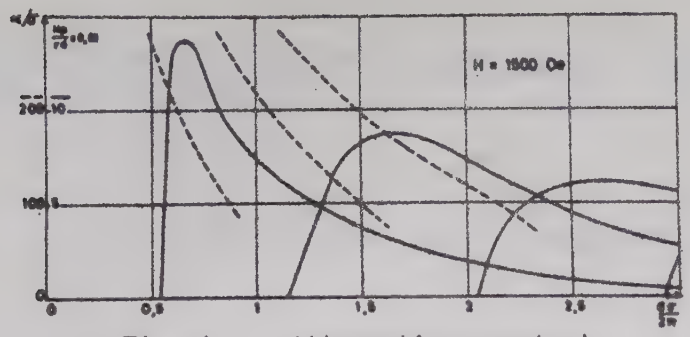


Fig. 1 - Attenuation constant

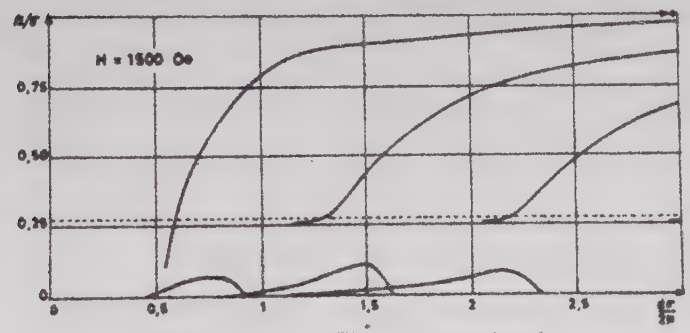


Fig. 2 - Phase constant

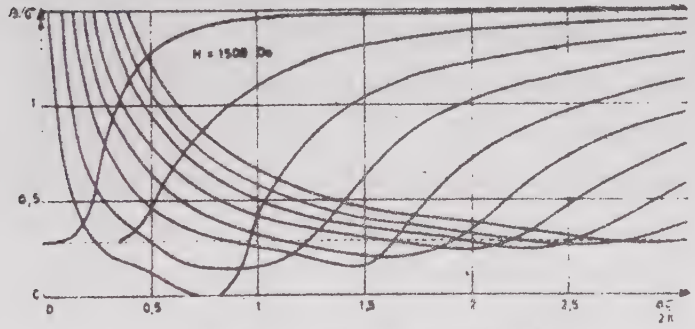


Fig. 5 - Phase constant

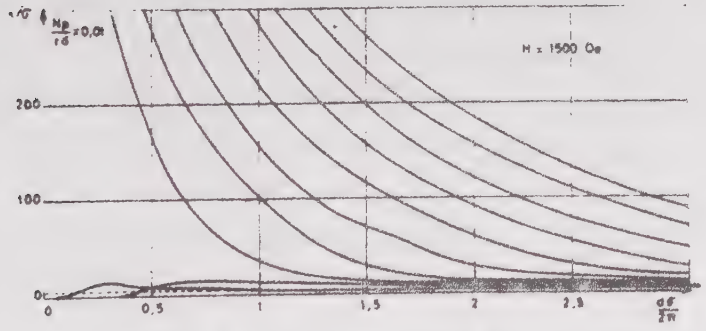
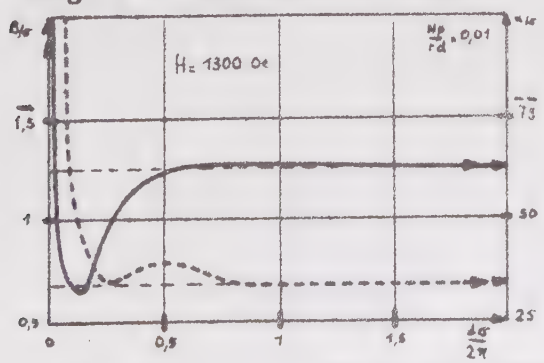


Fig. 6 - Attenuation constant



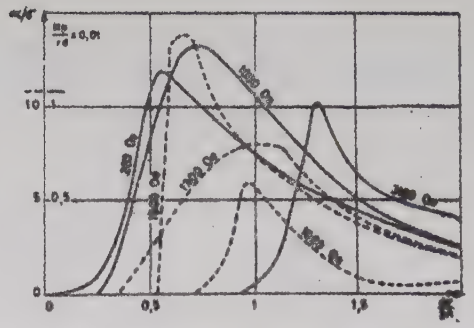


Fig. 3 - Attenuation constant

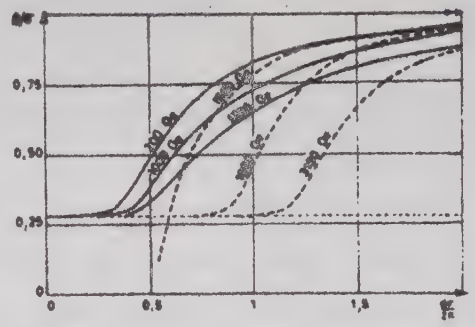


Fig. 4 - Phase constant

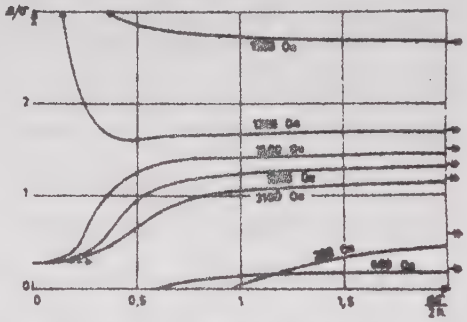


Fig. 7 - Phase constant

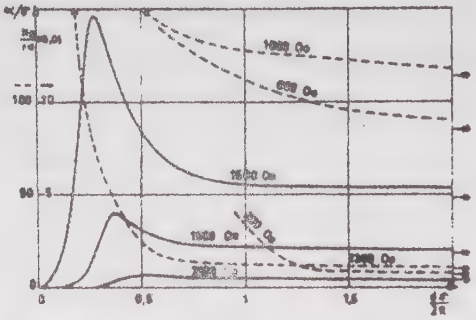


Fig. 8 - Attenuation constant

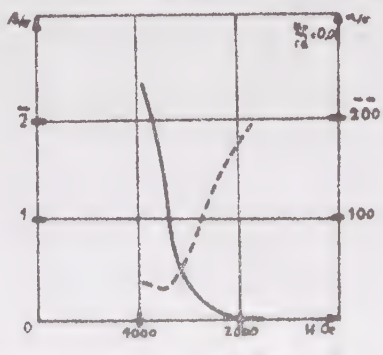


Fig. 10 - Phase and attenuation constants - Fig. 9

JOURNEES D'ETUDES - 3e Section d'Etudes de la S.F.E.R. - D.G.R.S.T. - D.R.M.E. Paris, (5 déc. 1969).

LES ONDES DE SURFACE MAGNETIQUES DANS LE YIG

Louis COURTOIS

Laboratoire de Magnétisme et de Physique des Solides
C.N.R.S. - 92-BELLEVUE - FRANCE

Les ondes de surface qui ont longtemps été considérées comme une curiosité mathématique présentent aujourd'hui un renouveau d'intérêt comme le montre le nombre de laboratoires travaillant sur ce sujet [1, 2]. Les excellentes caractéristiques magnétiques des monocristaux de YIG (grenat d'yttrium-fer) permettent la propagation aux hyperfréquences d'ondes électromagnétiques de surface dont la longueur d'onde et l'encombrement sont microscopiques. Ces possibilités couplées à la réalisation de couches monocristallines de YIG bon marché font envisager pour le futur la transposition sous une nouvelle forme, dans le domaine d'une microélectronique intégrée, des dispositifs classiques à ferrite (lignes non réciproques, modulateurs de phase ou d'amplitude, lignes à retard, limiteurs, etc.).

Avant d'entreprendre l'étude des ondes de surface dans les ferrites, il importe de connaître les ondes planes susceptibles de se propager dans un milieu ferrite sans tenir compte des conditions aux limites.

ONDE PLANE DANS UN FERRITE INFINI.

En électromagnétisme, les équations de Maxwell ont comme solutions deux ondes planes en $e^{-j\vec{k}.\vec{r}}$ (k vecteur nombre d'onde et r vecteur spatial). Dans un milieu anisotrope tel qu'un ferrite aimanté, ces deux ondes ne sont pas dégénérées (Fig. 1). L'une, peu sensible aux propriétés magnétiques du ferrite, est appelée onde ordinaire (Courbe 1); elle se propage dans le ferrite en ne tenant compte que de son aspect diélectrique ; on pourrait l'appeler aussi onde diélectrique. L'autre au contraire, très sensible à

l'aspect magnétique du ferrite est appelée onde extraordinaire (courbe 2) ; elle présente en particulier le phénomène de résonance gyromagnétique.

Pour des longueurs d'onde très petites, on ne peut plus négliger l'énergie d'échange ce qui conduit avec les équations de Maxwell à un système du quatrième ordre. Il existe alors 4 ondes propres dans le milieu ferrite (Fig. 1). Cette figure valable pour un ferrite de très faible largeur de raie, montre l'étendue des longueurs d'ondes possibles. On est amené à distinguer trois zones : la zone électromagnétique dont les longueurs d'onde sont de l'ordre du centimètre, la zone magnétostatique dont les longueurs d'onde sont de quelques dizaines de μ, enfin la zone d'échange ou "d'ondes de spin" (courbes 3 et 4), dont les longueurs d'onde sont de l'ordre de 1 000 Å.

Devant la complexité du problème général, on est souvent amené à faire deux approximations. Si on se limite à des longueurs d'onde suffisamment grandes, l'énergie d'échange peut être négligée et les deux solutions d'ondes de spin également. La seconde approximation [3] consiste à séparer d'une part, les deux ondes électromagnétiques que l'on considère comme dégénérées et purement diélectriques (représentées par la courbe 1) (on néglige alors la perméabilité de Snoek M/H_o) et d'autre part, l'onde magnétostatique obtenue lors de la résonance gyromagnétique (présentée par la partie horizontale de la courbe 2-3). En fait ces deux ondes électromagnétiques : extraordinaire et magnétostatique sont fortement couplées, et lorsque les deux droites de dispersion se coupent, il apparaît le phénomène classique de couplage avec capture. En dehors de cette zone d'intersection, l'approximation est valable ; c'est le cas d'échantillons petits ou minces.

La figure 1 représente les ondes susceptibles de se propager dans une direction perpendiculaire au champ directeur continu. Dans des directions différentes les phénomènes subissent de légères variations, mais leur aspect est identique.

REFLEXION ET REFRACTION SUR UN DIOPTRE.

a) Cas électromagnétique sans énergie d'échange :

Supposons un milieu semi-infini ; lorsque les ondes propres arrivent à la limite du milieu, elles se réfléchissent et se réfractent suivant les lois de Descartes. Supposons le dioptre plan, la figure doit être invariante par translation, donc les ondes incidente, réfléchie et réfractée ont une même vitesse de phase dans le plan du dioptre, leur vecteur $\vec{k}$ a une même projection dans ce plan. La figure 2 représente dans le plan d'incidence la construction des vecteurs d'onde $\vec{k}$ des ondes incidente, réfléchie et réfractée. Pour un milieu isotrope, la longueur du vecteur d'onde est indépendante de sa direction et le lieu de son extrémité est le cercle $k^2 = k_x^2 + k_y^2$. Pour une direction de propagation de k_y donné parallèle au dioptre, il est aisé de construire les ondes incidente et réfléchie des deux milieux. Suivant une perpendiculaire au dioptre on obtient un système d'ondes stationnaires de forme sinusoïdale de vecteur d'onde k_x.

Les choses se compliquent lorsque k_y est choisi supérieur à k. Il y a alors réflexion totale et k_x est imaginaire pur. Le lieu de l'extrémité du vecteur k est l'hyperbole $k^2 = k_y^2 - k_x^2$. La construction est la même. Parallèlement au dioptre il y a propagation mais perpendiculairement les ondes sont stationnaires de forme hyperbolique de vecteur k_x imaginaire ; on dit qu'il s'agit d'une onde de surface.

Ainsi il est aisé sur la figure 2 de comprendre que sur un seul dioptre trois cas sont possibles pour les modes de propagation :

Volume - Volume

Surface - Volume

Surface - Surface

Ici un bilan énergétique s'impose. Le mode de volume ne peut exister que si un second dioptre parallèle au premier retransforme l'onde réfléchie en onde incidente. On a alors à faire à une plaquette diélectrique guidant un mode. Ce phénomène est bien connu sous le nom d'ondes de Goubau qui sont du type surface-volume-surface, dans les milieux successifs air-diélectrique-air. Dans tout ce qui suit, la décroissance des champs à l'ex-

térieur de la lame étant toujours exponentielle (ondes lentes) il ne sera plus fait état que de la nature du mode de propagation à l'intérieur de la lame.

La considération des conditions aux limites telles que la continuité des champs tangentiels au passage du dioptre montre que la solution de surface qui correspond à un champ hyperbolique à l'intérieur de la lame, ne peut convenir pour une lame diélectrique simple.

Il en est autrement lorsque le milieu est biréfringent et possède une onde extraordinaire [4]. On dispose alors de 2 ondes incidentes ou réfléchies distinctes ; de plus l'onde extraordinaire peut être évanescente ($k^2 < 0$). Ces aspects particuliers du milieu permettent dans certaines conditions l'existence d'ondes hyperboliques en ch et sh, dont l'énergie est concentrée sur les faces du dioptre. Parfois cette concentration est si marquée que l'onde peut n'être excitée que sur l'une des faces pourvu que la seconde soit suffisamment éloignée. On a alors à faire à une onde de surface à l'état pur, qui n'est guidée que sur un seul dioptre.

b) Cas avec échange :

Nous avons vu que l'introduction de l'énergie d'échange donne deux ondes propres supplémentaires de très petite longueur d'onde. Les conditions aux limites doivent alors être complétées par une nouvelle relation sur l'aimantation. On est tenté d'écrire que l'aimantation est libre sur le bord de l'échantillon, ce qui impose un ventre d'aimantation sur ce bord. Des expériences d'ondes de spin stationnaires dans les films minces métalliques ont montré qu'il y avait souvent un blocage partiel de l'aimantation superficielle appelé "pinning". Le ventre est alors déplacé. S'il est déplacé vers l'extérieur du ferrite on conçoit qu'une exponentielle décroissante peut représenter la variation transverse k_x de l'aimantation. On a alors une onde de spin de surface ; ces ondes ont été observées dans des couches minces métalliques [5].

Aux très courtes longueurs d'onde, les ondes électromagnétiques de surface de la zone magnétostatique se couplent avec celles de spin. Ces phénomènes étudiés sur le plan théorique [6] n'ont jamais été mis en évidence expérimentalement car ils n'ont lieu qu'aux très courtes longueurs d'onde.

LES PRINCIPAUX TYPES DE GEOMETRIE ETUDIES.

Plutôt que de tenter une étude systématique extrêmement lourde des ondes de surface magnétiques sur un dioptre aimanté obliquement, tous les auteurs ont choisi des géométries particulières [7] : l'aimantation est soit parallèle, soit perpendiculaire au dioptre. Ils ont ainsi pu mettre clairement en évidence les aspects caractéristiques des phénomènes.

Le cas le plus simple est celui d'une plaquette aimantée parallèlement à ses faces et où la propagation se fait dans une direction perpendiculaire à l'aimantation [8] (Fig. 3). Nous avons développé l'analyse théorique de la plaquette aimantée perpendiculairement [9]. Enfin l'étude du cylindre aimanté longitudinalement, dont la symétrie de révolution permet un calcul complet, a été extrêmement poussé tant sur le plan théorique qu'expérimental [10, 11, 12].

Plutôt que de passer en revue ces nombreuses études, nous présentons à titre d'exemple les résultats obtenus sur la première géométrie citée, dont les résultats sont typiques et particulièrement intéressants.

LAME AIMANTEE PARALLELEMENT ET PROPAGATION PERPENDICULAIRE.

Cette géométrie, étudiée en premier par Damon et Eshbach [8] dans l'approximation magnétostatique, permet de présenter avec une extrême simplicité les aspects caractéristiques des ondes de surface magnétiques. Ce n'est pas directement l'aspect biréfringent du ferrite qui est utilisé, mais le phénomène d'évanescence de l'onde extraordinaire, qui fait suite à la résonance gyromagnétique. Seule l'onde extraordinaire est mise en jeu et le mode est du type TEM.

On recherche les ondes qui se propagent suivant l'axe y avec un certain k_y réel. Dans l'air, les champs décroissent exponentiellement suivant un k_x imaginaire ; dans la lame k_x est réel ou imaginaire et l'onde est dite de volume ou de surface. Le cas pratique d'une lame de largeur z finie, peut être calculé rigoureusement, si la largeur de la lame est limitée par 2 plans métalliques infinis perpendiculaires à z (Fig. 3), ce qui entraîne les conditions périodiques de Born von Karmann et impose un k_z lié à la largeur de la lame.

Dans ces problèmes les conditions de symétrie sont fondamentales ; elles déterminent l'aspect réciproque ou non de la ligne. Compte tenu de l'aspect axial des vecteurs magnétiques on établi dans le cas présent, que seul le plan médian xoy est plan de symétrie pour la lame. Il en résulte une asymétrie pour l'énergie qui est plus concentrée sur une face de la lame que sur l'autre. Dans le cas de l'onde de surface et pour une lame suffisamment épaisse l'onde n'existera donc que sur une seule face.

Sur la figure 4 qui reprend la figure 1, nous représentons les courbes de dispersion des ondes électromagnétiques, sans énergie d'échange, pour une plaquette infiniment large. Les modes de volume forment une suite infinie dont les longueurs d'onde de coupure varient avec l'épaisseur ; au contraire le mode de surface est unique. Lorsque l'épaisseur de la plaquette est trop faible, l'énergie ne s'annule sur aucune des deux faces et le mode est sensible à l'épaisseur ; si celle-ci est suffisante l'énergie est concentrée sur l'une des deux faces suivant le sens de propagation, k_y, sur la ligne. Cette propriété permet d'envisager la réalisation de lignes unidirectionnelles à large bande, la propagation dans l'un des deux sens pouvant être supprimée en appliquant un absorbant résistif sur la face convenable du ferrite.

Lorsque la lame n'est pas infiniment large mais limitée par deux plaques métalliques les résultats sont peu modifiés ; la courbe de dispersion devient une surface d'abscisse k_y et k_z et la figure 5 représente les résultats obtenus dans l'approximation magnétostatique.

Aux petites longueurs d'onde, l'introduction de l'énergie d'échange complique sérieusement les résultats [6] ; il existe alors plusieurs ondes de surface. Cependant l'état actuel de la technique n'a pas encore permis d'atteindre des longueurs d'onde suffisamment faibles pour pouvoir observer ces phénomènes.

Deux méthodes permettent d'observer les modes d'une plaquette de YIG [13, 14], (Fig. 6). La première est une méthode de résonance dimensionnelle (Fig. 7) et elle peut être mise en oeuvre quand la longueur d'onde correspond à une fraction des dimensions de l'échantillon. On extrapole la courbe de dispersion en relevant le spectre discret des résonances de l'échantillon. Le couplage au circuit peut être faible, une simple boucle est

suffisante. Si l'onde de surface est asymétrique elle se propage sur une seule face et tourne autour de la plaquette. Le Q de l'onde progressive s'obtient à partir de la largeur de raie des résonances tandis que l'atténuation des pics d'ordre élevé indique plutôt la difficulté de coupler les modes de faible longueur d'onde.

La seconde méthode est généralement utilisée lorsque les longueurs d'onde deviennent trop petites ; dans ce cas on approche de l'asymptote horizontale et la vitesse de groupe diminue considérablement. Cela permet alors de faire des mesures du temps de propagation d'une impulsion. On réalise pour cela une ligne à retard (Fig. 6), et on relève le temps de retard et l'atténuation en fonction de la fréquence ou du champ (Fig. 8), ce qui donne le spectre de la vitesse de groupe. On utilise habituellement deux boucles : une entrée et une sortie. Il est aisé de vérifier l'aspect unidirectionnel de l'onde en approchant un absorbant d'une des faces et de constater que seule une face est sensible. Les pertes d'insertion extrêmement élevées sont dues essentiellement au mauvais couplage de l'onde avec le circuit. Lorsqu'on se situe trop près de l'asymptate la dispersion devient prohibitive, l'impulsion est déformée, puis disparaît.

COUPLAGE DU CIRCUIT HYPERFREQUENCE A L'ECHANTILLON.

Exciter les modes magnétostatiques ou d'ondes de spin de très courte longueur d'onde (microscopique) par le champ électromagnétique de grande longueur d'onde (centimétrique) d'un circuit hyperfréquence est un problème aussi difficile que fondamental et qui n'a pas encore reçu une solution définitive.

On a proposé de faire arriver le courant hyperfréquence dans une micro boucle déposée sur la face d'entrée de l'échantillon. Compte tenu de la très petite dimension du conducteur, le champ magnétique présente un fort gradient et permet un couplage avec des ondes de petites longueurs d'onde, mais les valeurs des champs nécessaires dépassent, même à faible puissance, le seuil de non linéarité du ferrite [15] et rendent ce dispositif pratiquement inutilisable pour exciter les modes de volume. Il en est

autrement avec les modes de surface où les conducteurs peuvent être répartis sur la surface en forme de peigne, distribuant ainsi l'énergie. De tels dispositifs sont actuellement à l'essai ; les longueurs d'onde sont imposées par le pas du peigne et il semble difficile de descendre actuellement à moins de 10 µ.

Le procédé habituel pour exciter les modes de volume de petite longueur d'onde consiste à utiliser un échantillon de champ directeur inhomogène. Schlömann [16] a fait remarquer qu'au voisinage de la coupure en milieu infini, les ondes de spin atteignent des longueurs d'onde électromagnétiques et présentent donc un "net dipole" (dipole résultant) susceptible de se coupler au circuit hyperfréquence.

Si le champ directeur évolue lentement, on peut appliquer l'approximation, de Brillouin, Kramers, Wentzels, et dire que l'énergie reste sur la même onde propre, laquelle évolue vers des longueurs d'onde plus courtes en se propageant vers des zones à champ directeur plus faible. Dans le cas d'un échantillon fini, il faut tenir compte des conditions aux limites et la théorie du "net dipole" a été modifiée pour devenir celle du "turning point" [17, 18] où l'on montre que c'est un mode magnétostatique de moyenne longueur d'onde qui est excité. Ce mode rétrograde se propage vers les zones à fort champ en diminuant de longueur d'onde ; il atteint ainsi le "turning point" où il devient mode direct et revient vers les zones à faible champ directeur en diminuant toujours de longueur d'onde ; on obtient de cette façon l'excitation d'ondes de spin. Ce comportement a été mis en évidence dans les lignes à retard magnétoacoustiques découvertes par Damon, où les couplages magnétoacoustiques ne peuvent avoir lieu que dans la zone des ondes de spin (Fig. 9).

On excite habituellement les modes magnétostatiques de moyenne longueur d'onde à l'aide d'une boucle placée judicieusement près de l'échantillon. Pour les modes de surface il semble que grâce à la forte concentration d'énergie sur la face de l'échantillon le problème soit bien plus aisé que pour les modes de volume, ce que confirment les résultats de Young [19]

qui a réalisé une jonction par mode magnétostatique de surface sur YIG présentant moins de 2,5 dB (double conversion) sur plus de 600 MHz. Les couplages étaient obtenus par des becs de canard de permittivité très élevée, technique déjà classique pour l'excitation des ondes de Goubau.

FOCALISATION DES ONDES MAGNETIQUES DE PETITE LONGUEUR D'ONDE.

L'introduction, dans le paragraphe précédent, d'un champ directeur non parfaitement homogène pose une question fondamentale : peut-on concevoir avec ces ondes magnétiques de très courte longueur d'onde une optique géométrique ? En effet la modulation du champ directeur entraîne une modulation de l'indice du milieu biréfringent. Malgré quelques tentatives [20, 21] ce domaine de recherche, bien qu'essentiel, reste pratiquement inexploré. Pourtant on attribue les nombreux échecs des lignes à retard magnétoacoustiques à la diffraction sur les bords de l'échantillon de l'énergie qui n'est pas suffisamment focalisée vers la boucle de sortie [21].

S'il est vrai qu'à l'intérieur d'un cristal de YIG il n'est pas imaginable de modeler le champ directeur, il en est tout autrement sur une surface, ne serait-ce que par la simple approche d'un shunt magnétique. Il n'est peut être pas utopique d'espérer dessiner un jour un circuit complet hyperfréquence sur un cristal. A titre d'exemple, nous présentons le schéma d'une ligne à retard magnétoélastique publiée très récemment par Vasile et Larosa [17] qui utilisent une plaquette de YIG. Sur la figure 10 ils ont symbolisé les chemins optiques des ondes successivement magnétostatique, de spin (turning point), acoustique (cross over point) et retour.

FABRICATION DES COUCHES MONOCRISTALLINES DE YIG.

Jusqu'à présent les expériences d'onde de surface magnétique ont été réalisées sur des plaquettes taillées dans des cristaux massifs amincies et polies. Ces plaquettes d'excellente qualité sont d'un prix de revient élevé. La fabrication directe de couches minces monocristallines semble une solution économiquement bien préférable.

C'est pourquoi, parallèlement à l'étude des ondes magnétiques de surface un très important effort est réalisé en vue de l'obtention directe de couches monocristallines de YIG de faible largeur de raie. Nous ne ferons ici que citer les diverses tentatives, qui toutes, consistent à épitaxier une couche de YIG sur un substrat non magnétique de structure voisine telle que du YAG ou du Gd Ga G etc.

Pour les épaisseurs inférieures au micron, on peut soit envisager de développer la cristallisation d'un film de YIG déposé par sputtering [22], soit d'oxyder un film mince d'alliage métallique de composition convenablement choisie puis d'en développer la cristallisation sous forme grenat. Pour des couches plus épaisses, qui correspondraient bien mieux aux usages hyperfréquences, on a envisagé une épitaxie en solution sursaturée dans un flux, mais les résultats obtenus sont encore négatifs [23]. Les meilleurs résultats présentement obtenus sont dus à Mee [24] qui utilise une technique de transport en phase gazeuse. Il a ainsi réalisé des couches de plusieurs dixièmes de millimètres sur quelques microns d'épaisseur, présentant une largeur de raie de 0,6 Oe, ce qui les rend déjà utilisables en hyperfréquences. Par ailleurs la méthode hydrothermale étudiée au LETI de Grenoble semblerait particulièrement adaptée à la fabrication en série de telles couches.

Notons néanmoins que, ce pas franchi, il restera encore le problème du substrat dont l'état de surface correspond nécessairement à un polissage très poussé.

CONCLUSION.

Au cours de cette introduction aux ondes magnétiques de surface de petite longueur d'onde dans le YIG, nous avons essayé de montrer que le remplacement des modes de volume par les modes de surface apporte de nouvelles possibilités aux techniques de l'ingénieur. La grande concentration d'énergie sur la surface de l'échantillon permet un couplage plus intime entre le circuit hyperfréquences et l'onde mais aussi entre l'onde et tout autre phénomène : courant d'un semi conducteur, ondes acoustiques (par magnétostriction dans le YIG ou piézoélectricité dans un quartz). On peut mentionner déjà le succès que connaissent les TPO acoustiques [25] où une onde

de Rayleigh sur un quartz est amplifiée par le courant d'un film mince semi conducteur déposé sur sa paroi. Schlömann a montré récemment [26] que dans la configuration de Damon et Eshbach, le couplage restait faible et qu'un TPO à onde magnétique de ce type avait peu de chance de devenir opérationnel mais d'autres configurations restent à explorer.

Dans un avenir plus proche on peut espérer la réalisation d'une ligne à retard variable à large bande. Peut-être la ligne unidirectionnelle décrite ci-dessus présentera-t-elle des performances qui la feront préférer aux dispositifs classiques. Ainsi tous les dispositifs déjà réalisés en technique microstrip semblent pouvoir être reproduits avec des ondes de surface ; qu'elles en seront les performances ? On ne peut encore le prédire.

Si ces ondes microscopiques sont faciles à focaliser, on peut imaginer une nouvelle génération de dispositifs totalement intégrés. Les recherches entreprises sur ce sujet aux Etats-Unis et dans notre Laboratoire devraient permettre de le savoir dans un proche avenir.

REMERCIEMENTS.

Je tiens à remercier ici tous mes Collègues de l'Equipe "COUCHES MINCES MAGNETIQUES" du Laboratoire de Magnétisme et de Physique des Solides du C.N.R.S., sans qui cette étude n'eut pas été réalisée et plus particulièrement Monsieur PEURICHARD pour son assistance scientifique et technique.

BIBLIOGRAPHIE.

|1| AULD B.A., Stanford University.
Magnetostatic and magnetoelastic waves.
A paraître dans Applied Solid State Science, Academic Ptess.

|2| SPARKS M., Science Center, North American Rockwell Corporation.
COLLINS J.H. and al., Autonetics Division of North American Rockwell Corporation.
MORGENTHALER F.R., M.I.T.
National Conference of Magnetism, Philadelphie, 18-21 Novembre 1969
A paraître dans J. Appl. Phys.

|3| AULD B.A.
Coupling of Electromagnetic and magnetostatic modes in ferrite-loaded Cavity resonators.
J. Appl. Phys. (Juin 68), 34, n° 6, p. 1629-1633.

|4| SEIDEL H.
The character of waveguide modes in gyromagnetic media.
The Bell System Technical Journal, (Mars 57), p. 409-426.

|5| STANKOFF A.
Effective surface anisotropy generated on permalloy thin films by various layers.
Proceeding of the I.C.M. Films, Irkutsk, (1968), p. 422.

|6| WOLFRAM T. et De WAMES R.E.
Effect of Exchange on the magnetic surface state of yttrium iron garnet films.
A paraître dans Solid State Communications.

De WAMES R.E. et WOLFRAM T.
Surface spin waves in a semi-infinite ferromagnet including exchange and dipolar fields.
A paraître dans Solid State Communications.

|7| PEASE R.L.
On the propagation of surface waves over an infinite grounded ferrite slab.
IRE Transactions on antennas and propagation, (Janvier 58), p. 13-20.

|8| DAMON R.W. et ESHBACH J.R.
Magnetostatic modes of a ferromagnet slab.
J. Phys. Chem. Solids, (1961), 19, n° 3/4, p. 308-320.

|9| DORMANN J.L. et COURTOIS L.
Surface modes in ferrites slabs.
IEE Conf. on the Microwave Behaviour of Ferrimagnetics and Plasmas, Londres, (13-17/9/65), n° 13, p. 25-1, 25-3.

|10| PATTON C.E. et SCHLOMANN.
Magnetostatic modes in axially magnetized polycrystalline YIG Rods at 0.96 GHz,
I.E.E.E. Transactions on Magnetics, (Sept. 68), MAG-4, n° 3, p. 596-602.

|11| TAO T.F., TULLY J.W. et SCHOTT F.W.
Dynamic mode surface waves on magnetized YIG and ferrite rods.
Appl. Phys. Letters, (Févr. 69), 14, n° 3, p. 106-108.

|12| OLSON F.A. et al.
Propagation of magnetostatic surface waves in YIG rods.
J. Appl. Phys. (Mars 67), 38, n° 3, p. 1218-1220.

|13| BRUNDLE L.K. et FREEDMAN N.J.
Magnetostatic surface waves on a YIG slab.
Electronics Letters (Avril 68), 4, n° 7, p. 131-134.

|14| SPARKS M.
Magnetostatic surface modes of a YIG slab.
Electronics Letters, (Nov. 69), 5, n° 24, p. 618-619.

|15| FREEDMAN et BRUNDLE L.K.,
Nonlinear behaviour of magnetostatic surface waves.
Electronics letters (Oct. 68), 4, n° 20, p. 427-428.

|16| SCHLOMANN E.
Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields.
J. Appl. Phys. (Janv. 64), 35, n° 1, p. 159-170 et (Août 64), n° 8, p.2382-90.

|17| VASILE C.F. et LAROSA R.
Guided wave propagation in gyromagnetic media as applied to the theory of exchange spin-wave excitation.
J. Appl. Phys. (Févr. 68), 39, n° 3, p. 1863-1873.

|18| AULD B.A.
Excitation of magnetoelastic waves in YIG delay lines.
J. Appl. Phys. (Févr. 68), 39, n° 3, p. 1598-1602.

|19| YOUNG P.
Efficient broadband excitation of the n = 0 surface magnetostatic waves in a YIG slab.
Electronics Letters, (Déc. 68), 4, n° 25, p. 566-568.

|20| SCHLOMANN E. et JOSEPH R.I.
Stable spin-waves trajectories.
J. Appl. Phys. (Mars 67), 38, n° 3, p. 1238-1239.

|21| ADDISON R.C. et al.
Ray-theory analysis of magnetoelastic delay lines.
J. Appl. Phys. (Févr. 68), 39, n° 3, p. 1828-1839.

|22| FRANCOMBE.
Preparation by evaporation and cathode sputtering in use of thin films in physical investigations.
Acad. Press (1966), p. 65.

|23| LINARES.
Epitaxial growth of narrow line width YIG films.
J. Crystal Growth, (1968), 3, n° 4, p. 443.

|24| MEE et al.
Chemical vapor deposition of epitaxial YIG on YAG and epitaxial GdIg on YAG.
Appl. Phys. Letters (1967), 10, n° 10, p. 289.

|25| COLLINS J.H. et al.
Amplification of acoustic surface waves with adjacent semiconductor and piezoelectric crystals.
Appl. Phys. Letters (Nov. 68), 13, n° 9, p. 314-316.

|26| SCHLOMANN E.
Amplification of magnetostatic surface waves by interaction with drifting charge carriers in crossed electric and magnetic fields.
J. Appl. Phys. (Mars 69), 40, n° 3, p. 1422-1424.

LEGENDES DES FIGURES.

Fig. 1 - COURBES DE DISPERSION DES ONDES DANS UN MONOCRISTAL DE YIG aimanté à saturation (M_s = 1750 G) par un champ (H_o = 100 Oe). Le milieu est biréfringent, l'onde extraordinaire électromagnétique est couplée à l'onde extraordinaire de spin.

Fig. 2 - LES LOIS DE LA REFLEXION DE DESCARTES. Toutes les ondes ont même vitesse de phase (k_y) dans le plan du dioptre. Si $k_y > k_{réel}$ l'intersection ne se fait plus sur le cercle mais sur l'hyperbole. Les angles sont complexes : c'est la réflexion totale.

Fig. 3 - GEOMETRIE ETUDIEE PAR DAMON ET ESHBACH. Deux plans métalliques de garde limitent la largeur de la lame de ferrite.

Fig. 4 - COURBES DE DISPERSION DE L'ONDE ELECTROMAGNETIQUE DE SURFACE d'une lame infinie d'épaisseur S. Elles ont été replacées sur celles du milieu infini (Fig. 1). Dans les zones hachurées se placent les modes de volume.

Fig. 5 - SURFACE DE DISPERSION DES ONDES MAGNETOSTATIQUES d'une lame de largeur finie (d'après Damon et Eshbach). Les modes de volume forment une suite infinie ; le mode de surface apparaît comme une coquille unique.

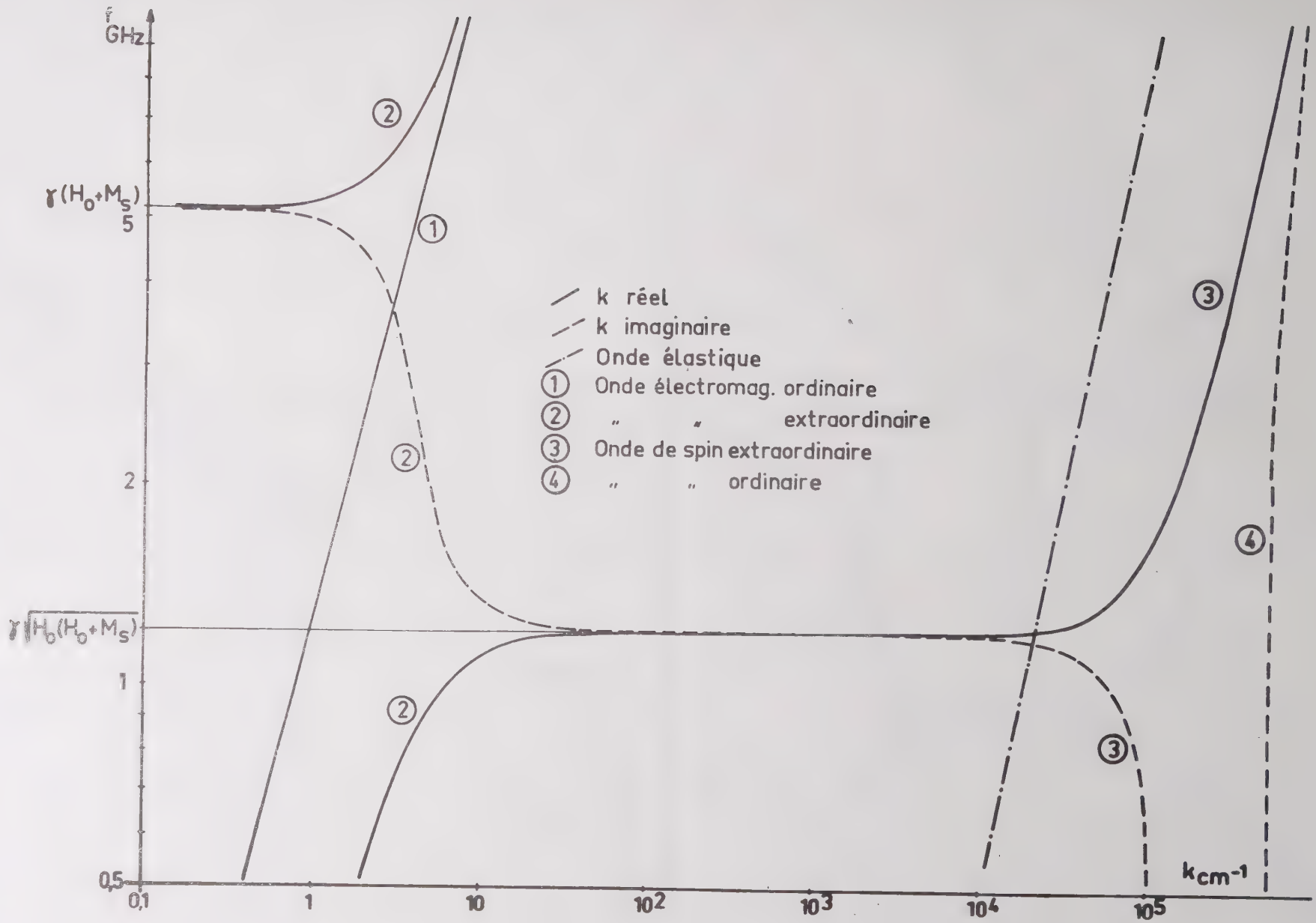
Fig. 6 - DISPOSITIF DE MISE EN EVIDENCE DE L'ONDE DE SURFACE de Brundle et Freedman.

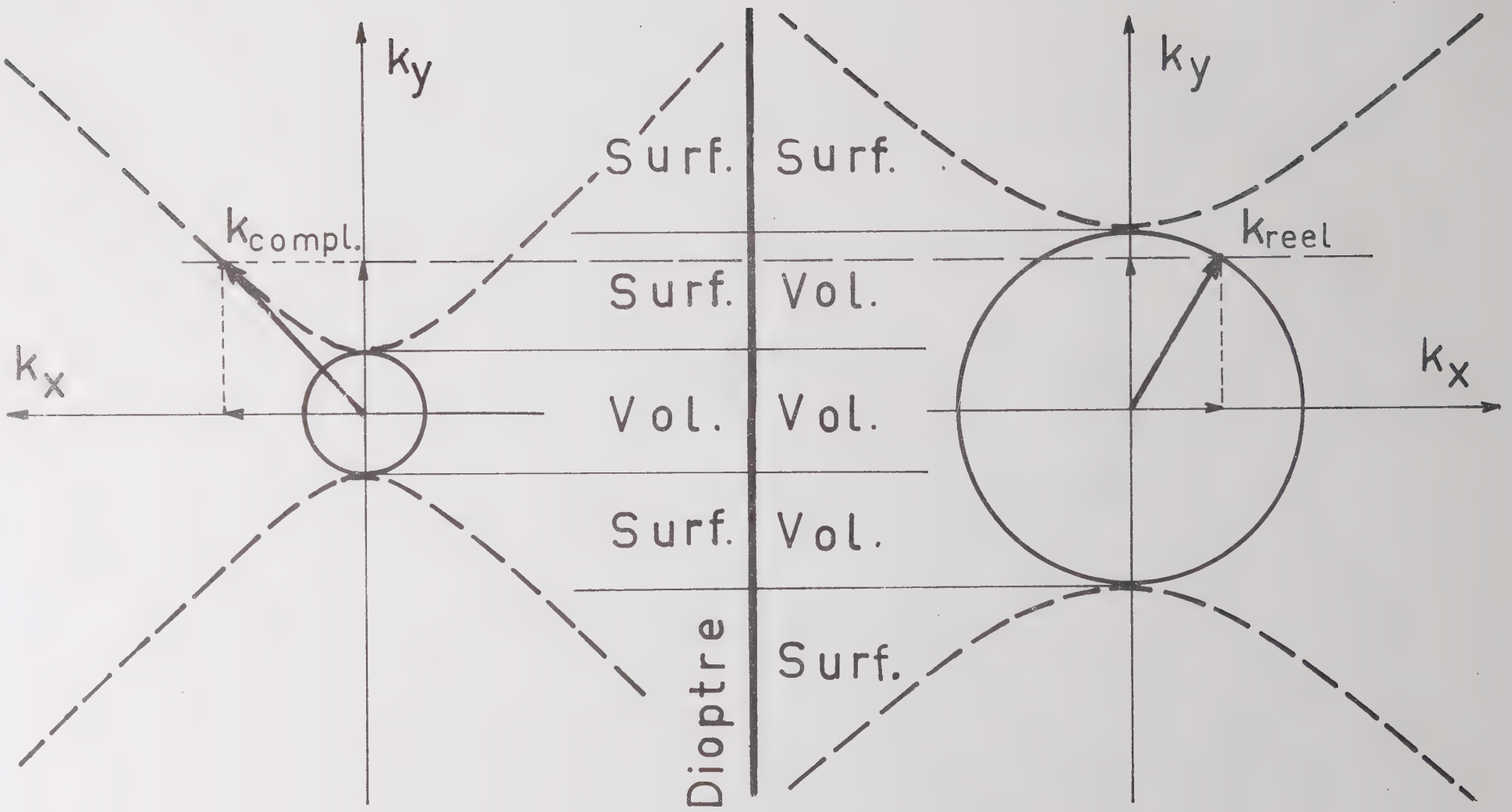
Fig. 7 - SPECTRE DES RESONANCES DIMENSIONNELLES DU MODE DE SURFACE obtenu par Brundle et Freedman.

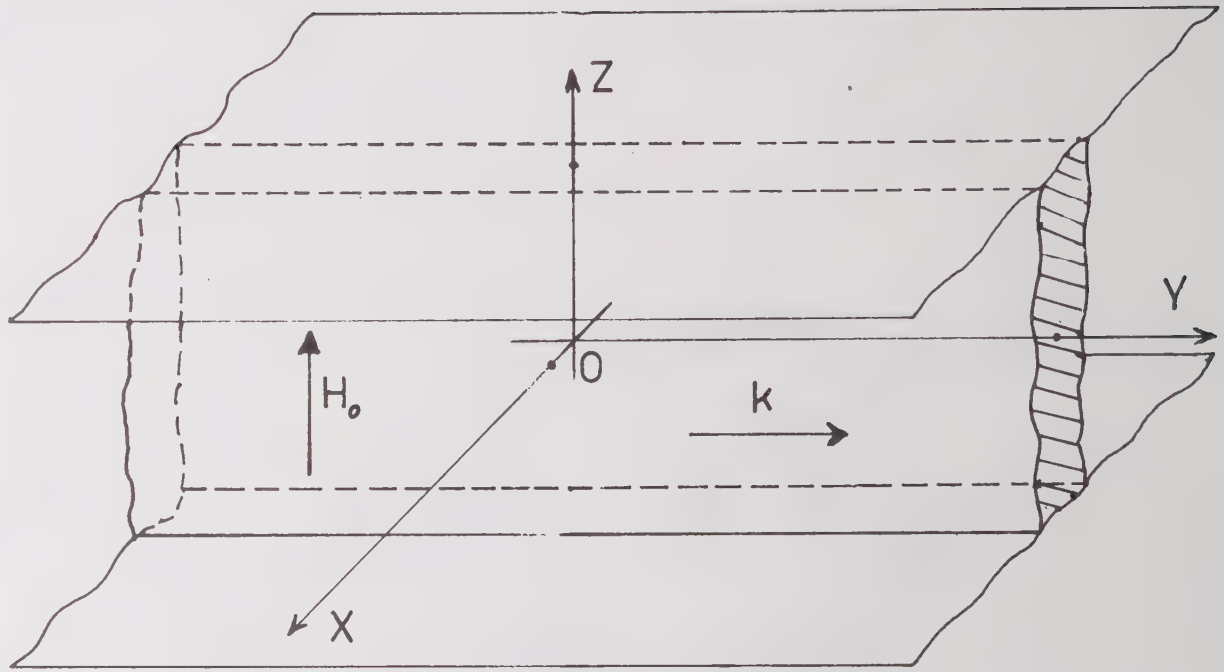
Fig. 8 - SPECTRE DU RETARD ET DES PERTES D'INSERTION d'une impulsion de l'onde de surface obtenue par Brundle et Freedman.

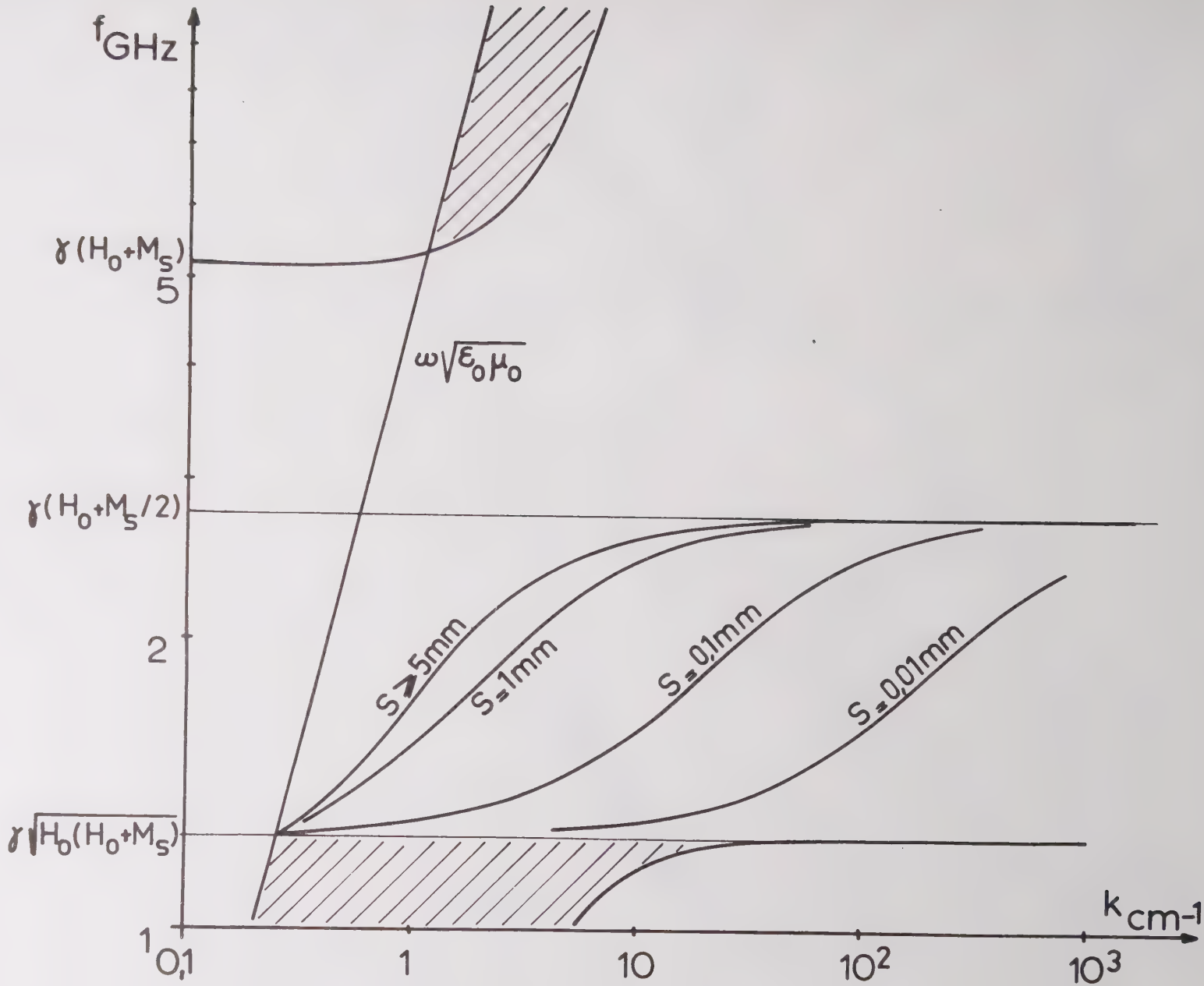
Fig. 9 - COURBE DE DISPERSION DES ONDES D'UNE PLAQUETTE DE YIG (d'après Collins) expliquant l'excitation d'une onde élastique à partir d'une onde électromagnétique de longueur d'onde moyenne.

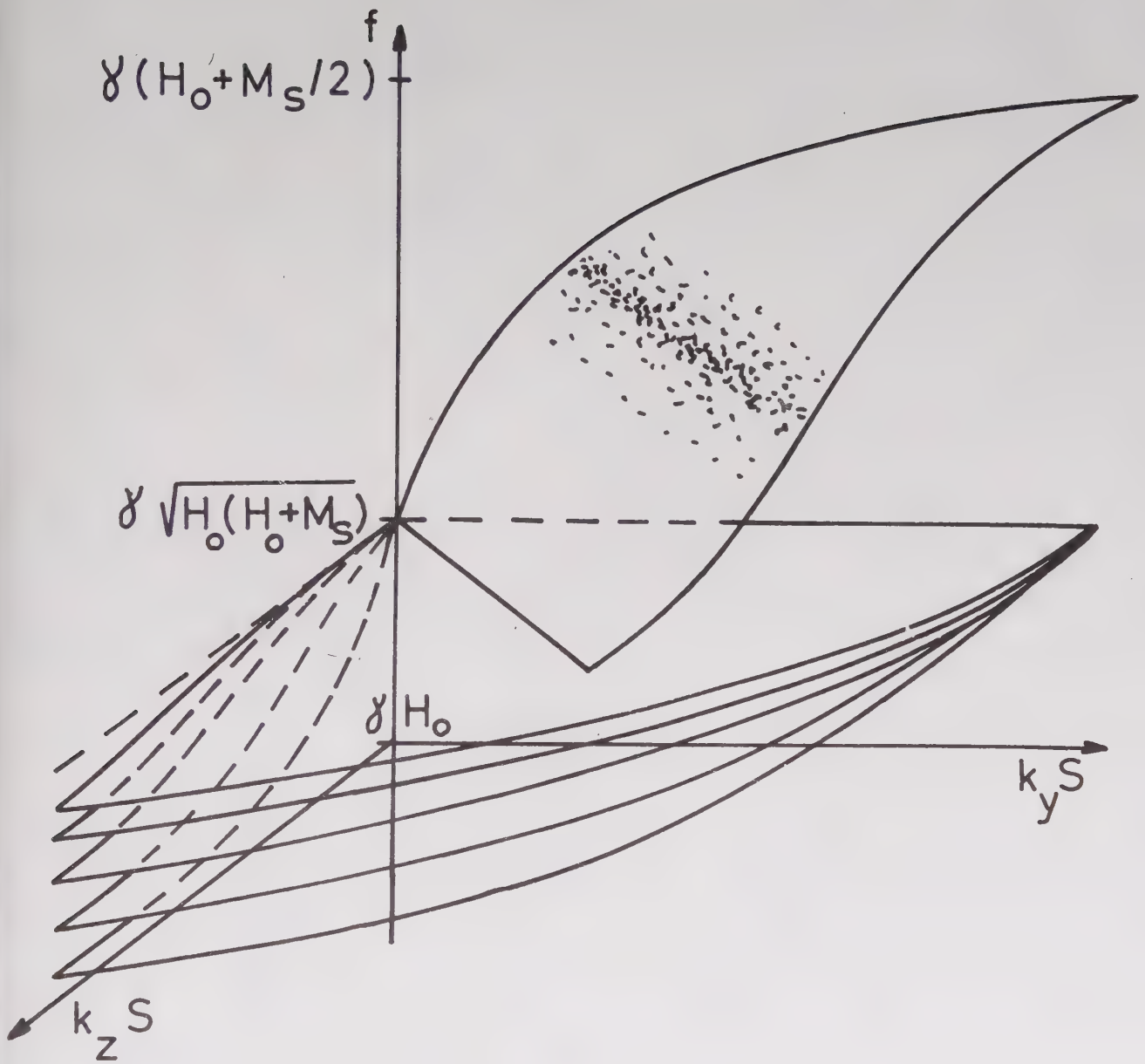
Fig. 10- SCHEMA ILLUSTRANT LE FONCTIONNEMENT D'UNE LIGNE A RETARD MAGNETOELASTIQUE réalisée par Vasile et Larosa suivant les principes de la figure 9.

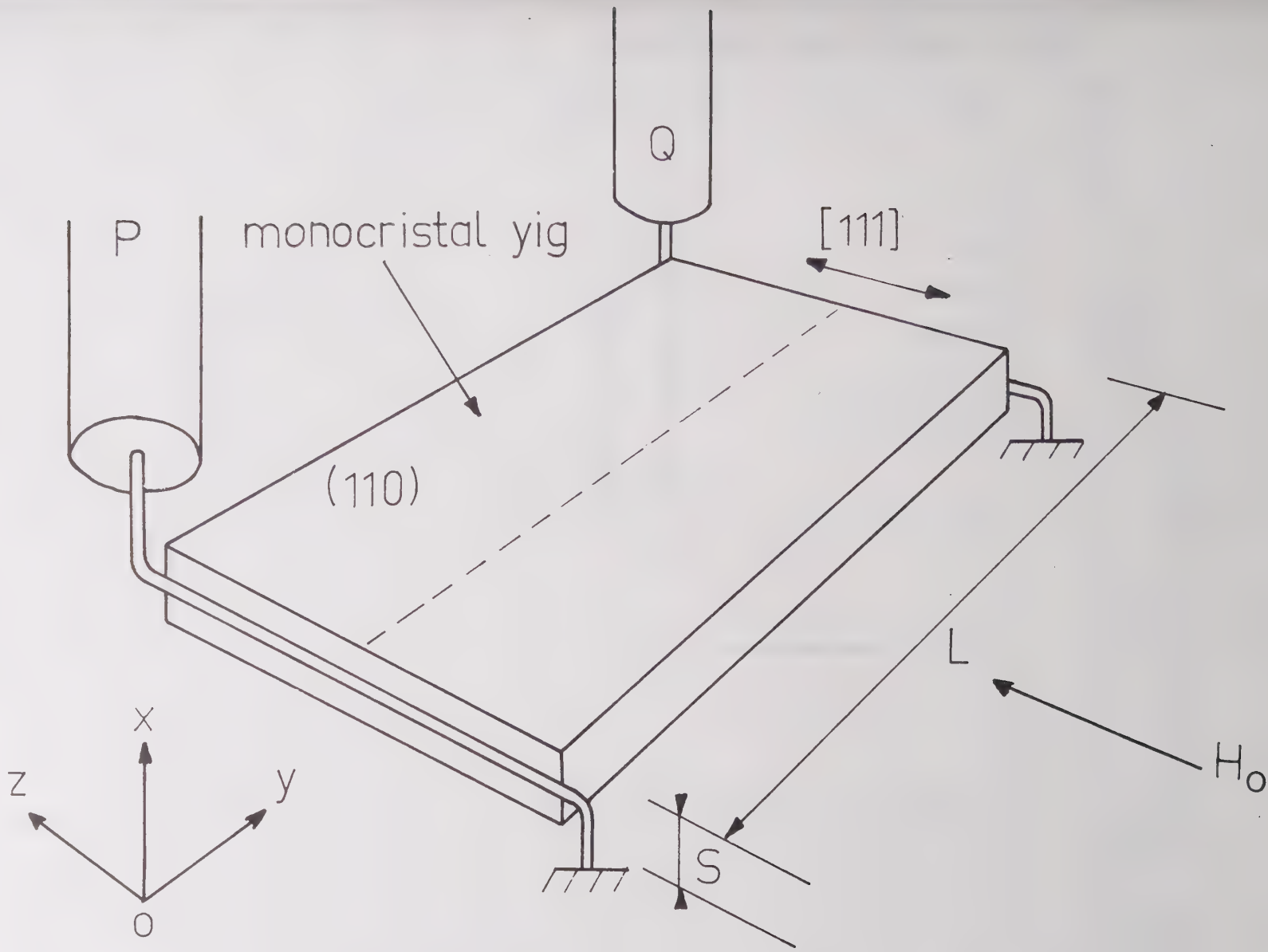

f GHz
γ(H₀+Mₛ)
5
2
γ√H₀(H₀+Mₛ)
1
0,5
0,1
1
10
10²
10³
10⁴
10⁵
k cm⁻¹
k réel
k imaginaire
Onde élastique
① Onde électromag. ordinaire
② " " extraordinaire
③ Onde de spin extraordinaire
④ " " ordinaire

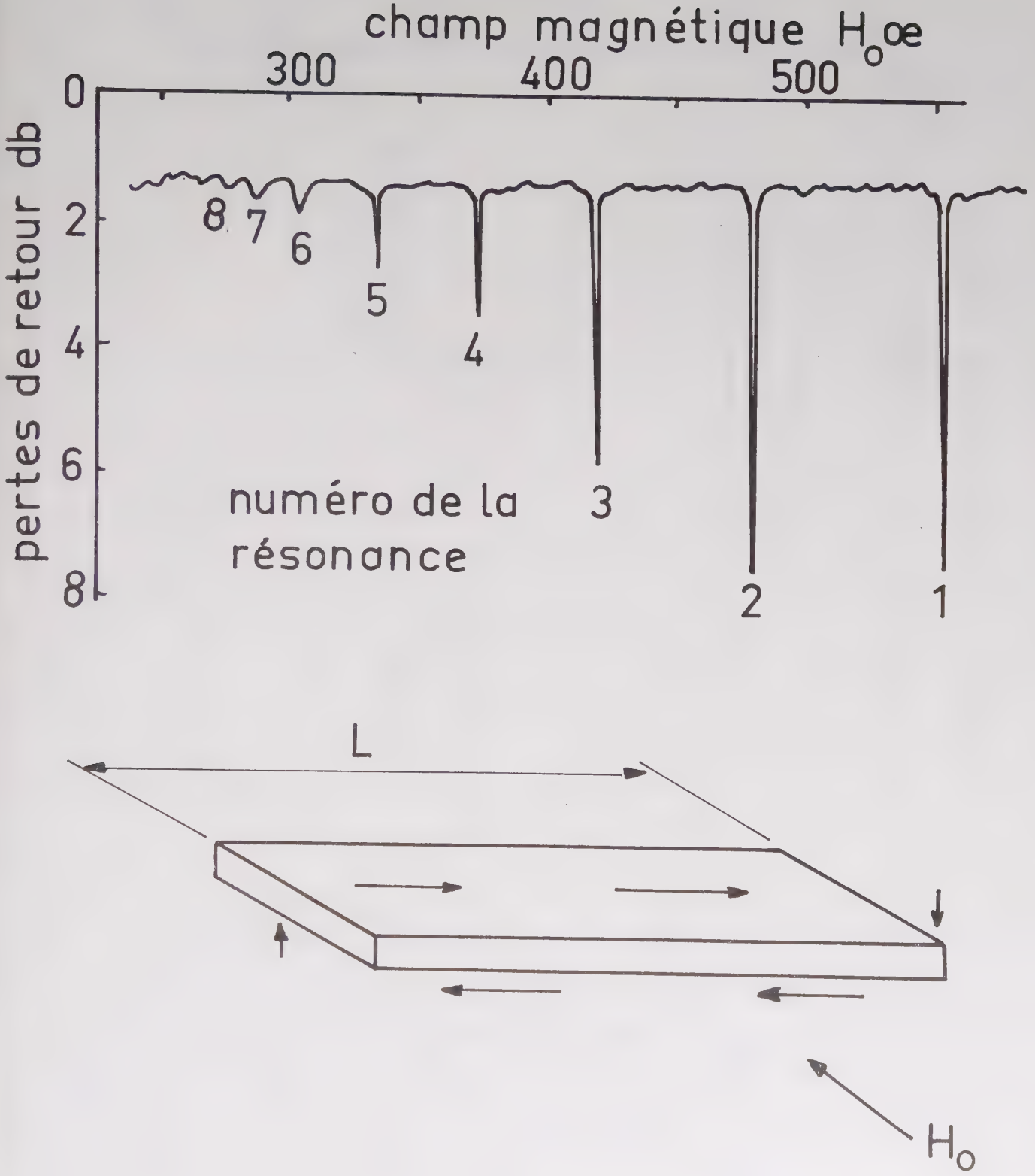

k_y
$k_{compl.}$
k_x
Surf.
Surf.
Surf.
Vol.
Vol.
Vol.
Surf.
Vol.
Dioptre
Surf.
k_y
k_{reel}
k_x

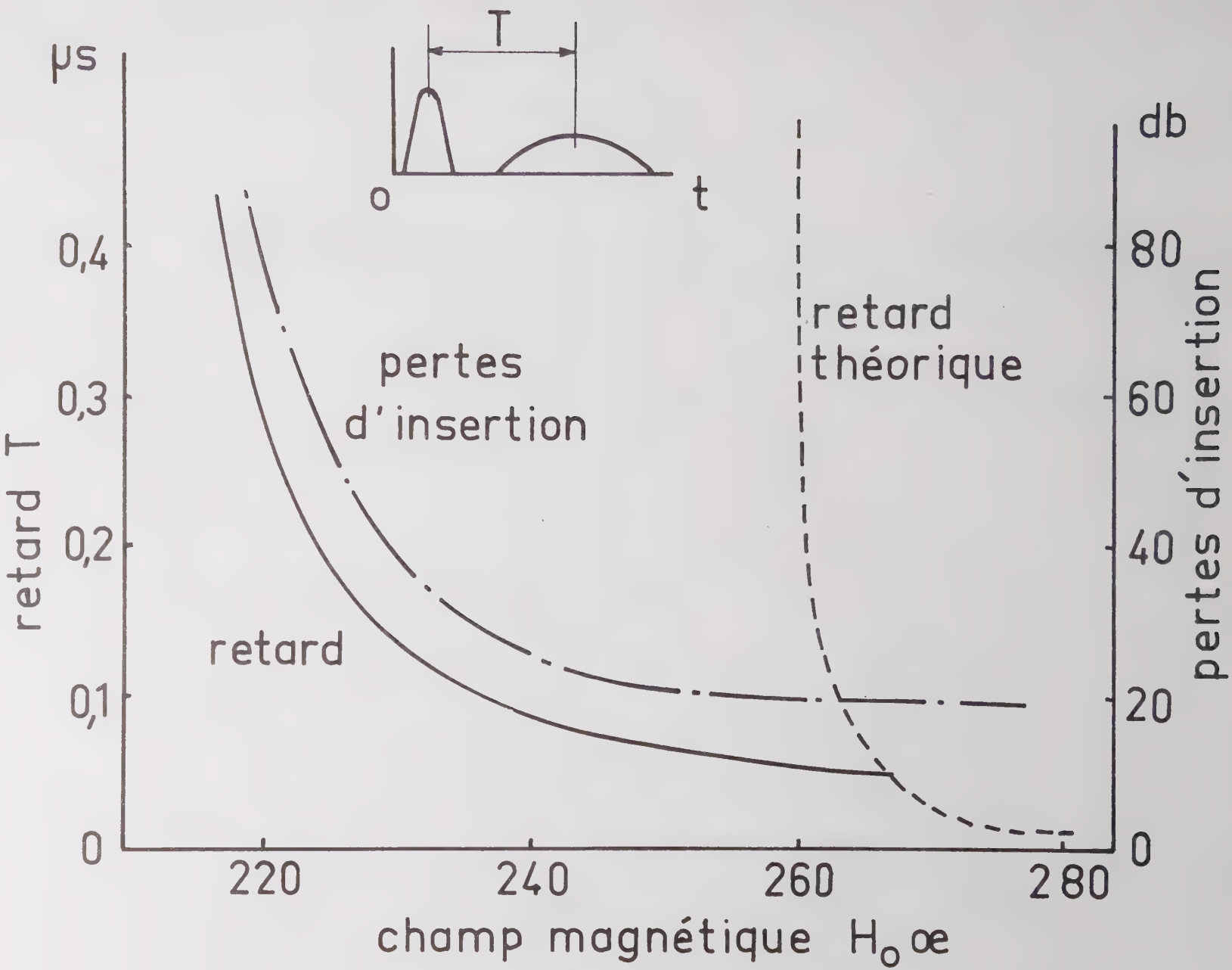

Z
Y
O
H_o
k
X

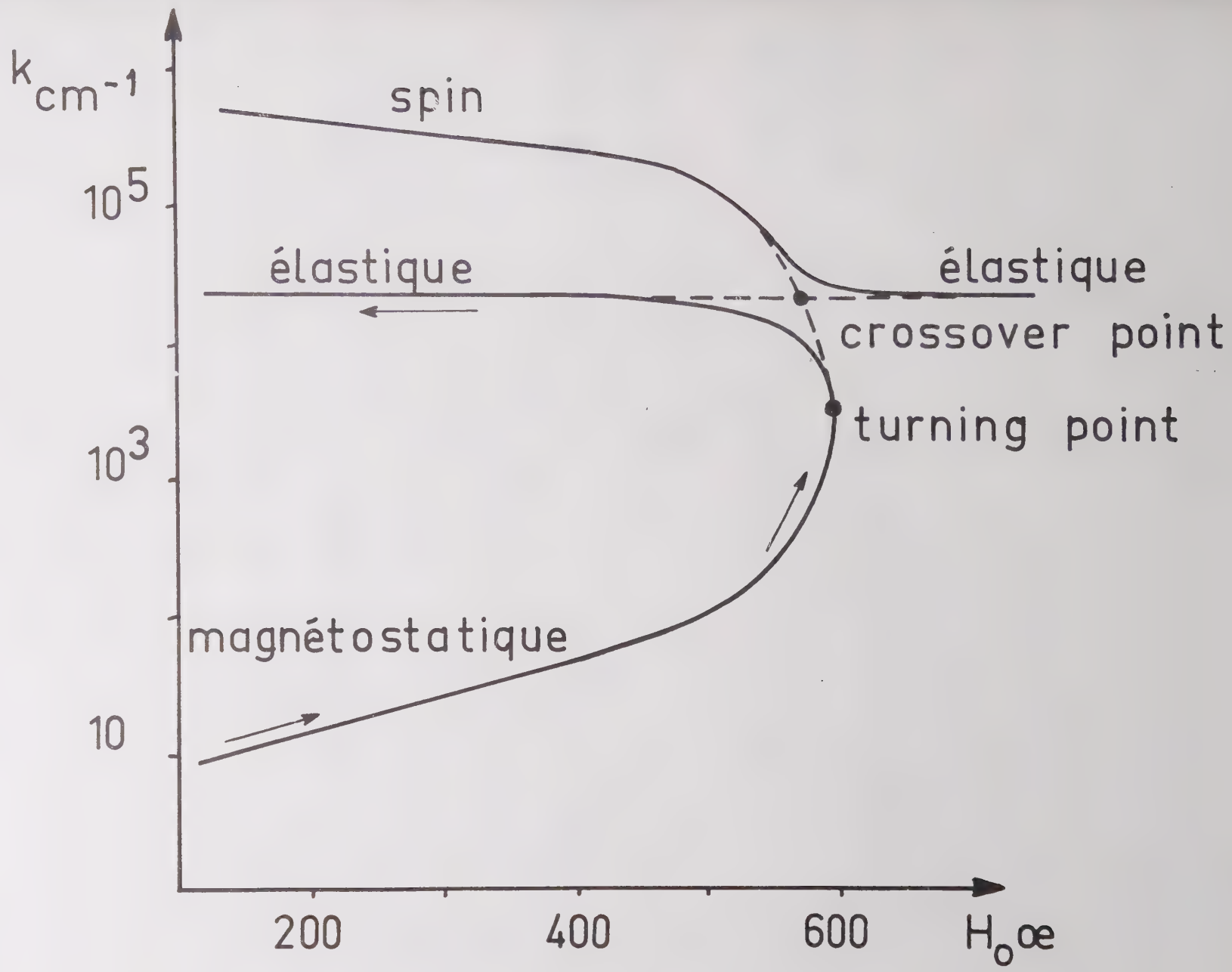

f GHz
γ(H0+Ms)
5
ω√ε0μ0
γ(H0+Ms/2)
2
S ≫ 5mm
S=1mm
S=0,1mm
S=0,01mm
γ√H0(H0+Ms)
1
0,1
1
10
10²
10³
k cm-1

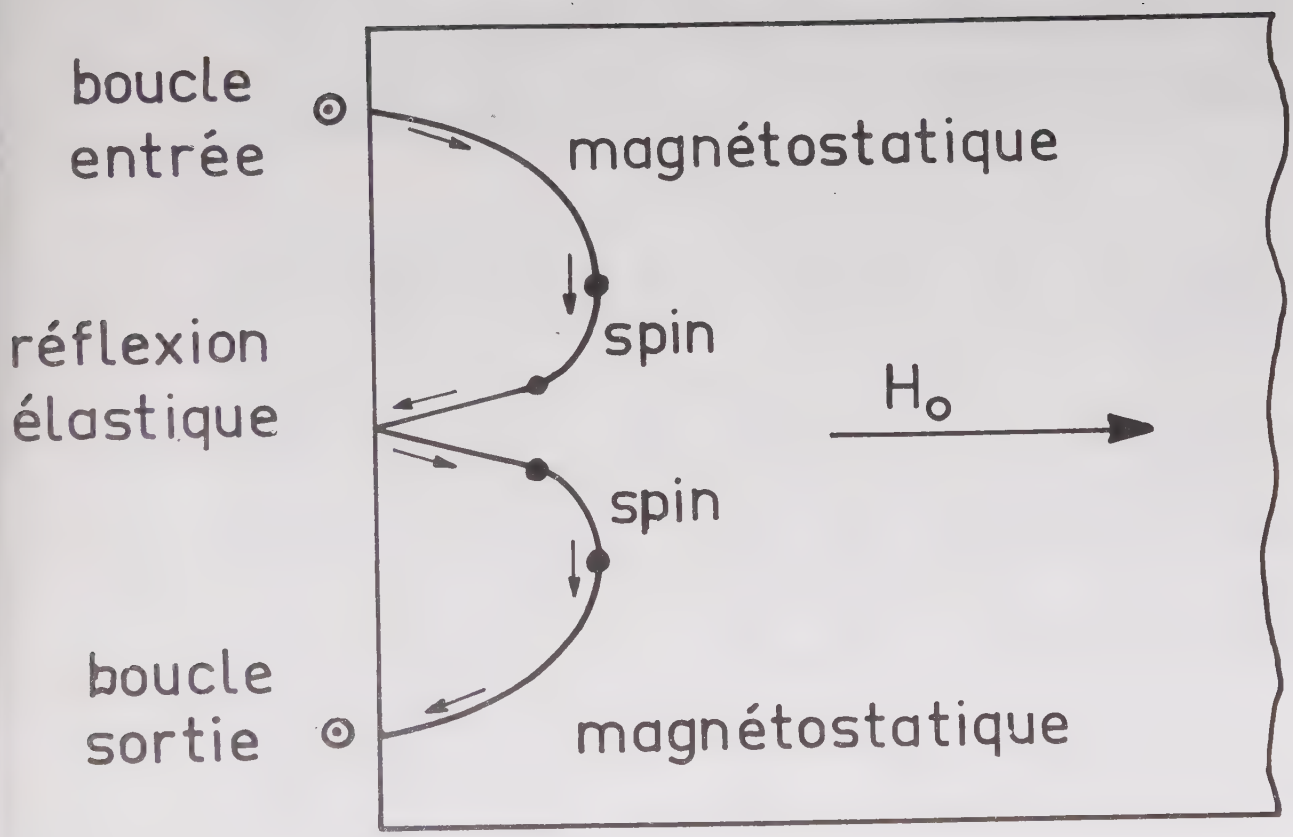

f
γ(H_o+M_s/2)
γ√H_o(H_o+M_s)
γH_o
k_yS
k_zS


Q
P
monocristal yig
[111]
(110)
L
H_o
X
z
y
O
S


champ magnétique H_oœ
300
400
500
0
2
4
6
8
pertes de retour db
8
7
6
5
4
3
2
1
numéro de la résonance
L
H_o


T
o
t
μs
0,4
0,3
0,2
0,1
0
retard T
pertes
d'insertion
retard
retard
théorique
db
80
60
40
20
0
pertes d'insertion
220
240
260
280
champ magnétique H_o œ


$k_{cm^{-1}}$
spin
10^5
élastique
élastique
crossover point
turning point
10^3
magnétostatique
10
200
400
600
H_o œ


boucle
entrée
magnétostatique
réflexion
élastique
spin
H_o
spin
boucle
sortie
magnétostatique

17th CONFERENCE ON MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS.
Chicago, (16-19 Nov. 1971).

ON THE NON-RECIPROCAL ASPECT OF GYROMAGNETIC SURFACE WAVES

L. Courtois, G. Declercq, M. Peurichard
Laboratoire de Magnétisme, C.N.R.S., 92 - Bellevue - France

ABSTRACT

The present paper is devoted to a study of TE surface modes along a ferrite-dielectric interface, the ferrite magnetization being parallel to the interface.

For a transverse propagation with respect to magnetization, two TE-modes can be found. These unidirectional modes are respectively forward and reverse: The "magnetostatic mode" includes the Damon-Eshbach mode. The "dynamic mode", which presents a very wide bandwidth, includes the mode recently described by Hines.

Our investigation, carried out on a schematic configuration, gives simple results, which clearly point out the physical behaviour of these very interesting modes.

INTRODUCTION

In 1954, Lax et al [1] have explained the operation of the field displacement isolator by the coincidence of a zero and a maximum of electrical field for the forward and reverse waves, respectively. That was possible because of the existence of a unidirectional mode denoted as "anomalous ferrite - dielectric mode".

Then Seidel [2] has pointed out the surface wave nature of these anomalous gyromagnetic modes. Since then, the use of their unidirectional aspect and the field concentration near the surface was expected to develop "integral" field displacement isolators where the forward and reverse waves are switched on two completely different paths [3], with a resistance card upon one of them.

Just now such devices are operational by using a stripline configuration. It was shown by Hines [4] that the energy was propagated under a TE surface mode along a magnetic wall. Such a mode had never yet been investigated.

The present paper is devoted to a new and exhaustive study of the TE surface modes along a ferrite-dielectric interface, the ferrite magnetization being parallel to the interface. The dielectric refraction index is a constant whereas the wave impedance z_d is a parameter.

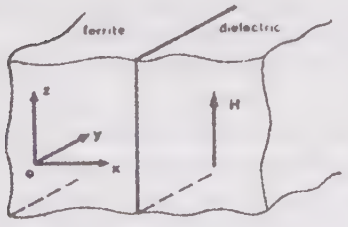


Fig. 1 - Coordinate system orientation.

For propagation normal to the magnetization, two kinds of modes can be obtained. The first kind includes the modes described by Lax and Button and that of Hines, z_d being in this case infinite. The second king includes the Damon-Eshbach mode [5]. According to the notation of Tao et al [6] for a cylindrical geometry, we denote the first kind of modes as "dynamic mode" and the second kind as "magnetostatic mode".

THEORY

Let us consider the ferrite-dielectric interface according to Fig. 1. The ferrite is magnetized by an internal d.c. field H along O_z. The permeability is a tensor in the x-y plane, diagonal and off-diagonal terms being :

$$\mu = \mu_o \left(1 + \frac{H.M}{H^2-(\frac{f}{\gamma})^2}\right) \quad \text{and} \quad K = \mu_o \left(\frac{f}{\gamma}\right) \frac{M}{H^2-(\frac{f}{\gamma})^2} \qquad (1)$$

The isotropic dielectric is characterized by its wave impedance $\sqrt{\mu_d/\varepsilon_d}$ and its refraction index $\sqrt{\varepsilon_d \mu_d}$.

Inside the ferrite, a TE wave propagates normally to the magnetization with the fields $\exp\left|j(\omega t-k_x x-k_y y)\right|$:

$$h_x = \frac{k_y - j\frac{K}{\mu} k_x}{\omega \mu_{eff}} A \qquad h_y = -\frac{k_x + j\frac{K}{\mu} k_y}{\omega \mu_{eff}} A \qquad h_z = 0$$

$$E_x = 0 \qquad E_y = 0 \qquad E_z = A \qquad (2)$$

with

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 = \omega^2 \varepsilon_f \frac{\mu^2-K^2}{\mu} = 4\pi^2 f^2 \varepsilon_f \mu_{eff} \qquad (3)$$

and where A is an amplitude factor.

Inside the dielectric medium (2) and (3) are the same, taking $K = 0$, $\mu = \mu_d$, $\varepsilon_f = \varepsilon_d$, $k = k_d$. We seek the surface-surface modes $\exp\left|j(\omega t-k_y y)+\alpha x\right|$ inside the ferrite and $\exp\left|j(\omega t-k_y y)-\alpha_d x)\right|$ outside, where α and α_d represent the transversel sizes of the mode. The boundary conditions at the interface lead to :

$$\mu_d(\alpha + \frac{K}{\mu} k_y) + \mu_{eff}\, \alpha_d = 0 \qquad (4)$$

The equations (3) and (4) give the dispersion curve $D(f, k_y) = 0$. The physical solutions of this biquadratic equation are represented here as the dielectric impedance is taken from 0 to ∞ whereas the index is fixed to unity.

A forward and a reverse mode occurs. We call the mode with $k_y < 0$ "magnetostatic" since when $\mu_d=\varepsilon_d=1$ it is very similar to Damon-Eshbach one, and the mode with $k_y > 0$ "dynamic" since it can only be obtained in an electromagnetic calculation. In the case when $\mu_d \to \infty$ this dynamic mode was recently described by Hines [4].

The results are displayed by their dispersion curves $f = G(k_y)$ (Figs. 2 and 5). We are only concerned by the slow waves with $k_y > \omega \sqrt{\varepsilon_d \mu_d}$. The dispersion curve of the infinite ferrite medium is represented by a dashed line. The hatched zone corresponds to the continuous spectrum of the volume modes in the semi-infinite ferrite medium. These modes have one pole ($k_y \to \infty$) for $f = \gamma \sqrt{HB}$ and a cut-off region where μ_{eff} is negative. The surface-surface modes

only exist in the cut-off zone or on the right of the hatched zones. Finally the dispersion line for the dielectric medium with the same constant ε_f as that of the ferrite medium gives the limit of availability in the magnetostatic approximation : $k_y \gg \omega \sqrt{\mu_o \varepsilon_f}$; on the left, the "dynamic" zone ; on the right, the "magnetostatic" zone.

The energy flow inside the ferrite medium compared to the total energy is :

$$P_f = 1 - \frac{k_y}{k_y + \frac{\mu_d}{\mu_{eff}} \left(k_y \frac{\alpha_d}{\alpha} + \frac{K}{\mu} \alpha_d\right)}$$

The numeric calculation was performed with YIG data, i.e. : M = 1 780 gauss ; γ = 2.8 MHz/Oe ; ε_f = 14,5 and H = 220 Oe.

THE MAGNETOSTATIC MODE

The term "magnetostatic" only means that this mode still exists in the magnetostatic calculation. The electromagnetic solutions obtained for two semi-infinite media are different from the magnetostatic ones, especially for the lowest frequencies for which the dispersion curve penetrates the dynamic region (Fig. 2).

These modes are characterized by the existence of a pole in k_y. Taking (3) into account, infinite k_y leads to α and α_d of the same order, so that (4) becomes $(\mu-K)(\mu+K+\mu_d) = 0$; with the value of μ and K (1), the pole corresponds to :

$$f_p = \gamma \left(H + \frac{M}{1+\mu_d}\right)$$

It does not depend on the dielectric constants of the system ; it is a magnetostatic property.

The two limiting cases are $\mu_d = 0$ and $\mu_d \to \infty$.

- For $\mu_d = 0$, equation (4) gives $\mu_{eff}\alpha_d = 0$. The curve is then reduced to its asymptotic value $\mu_{eff} = 0$, i.e. $f = \gamma B$, and to a segment of line $\alpha_d = 0$, i.e. $k_y = \omega\sqrt{\varepsilon_d \mu_d}$. (Fig. 2, curve 1, $\mu_d = 0.01$).
- For $\mu_d \to \infty$, equation (4) gives $(\mu\alpha + Kk_y) = 0$; the dispersion curve has its asymptote for $\mu = K \to \infty$, i.e. $f = \gamma H$ (Fig. 2, curve 7, μ_d = 1 000).

Fig. 2 shows some intermediate cases. Two kinds of curves occur.

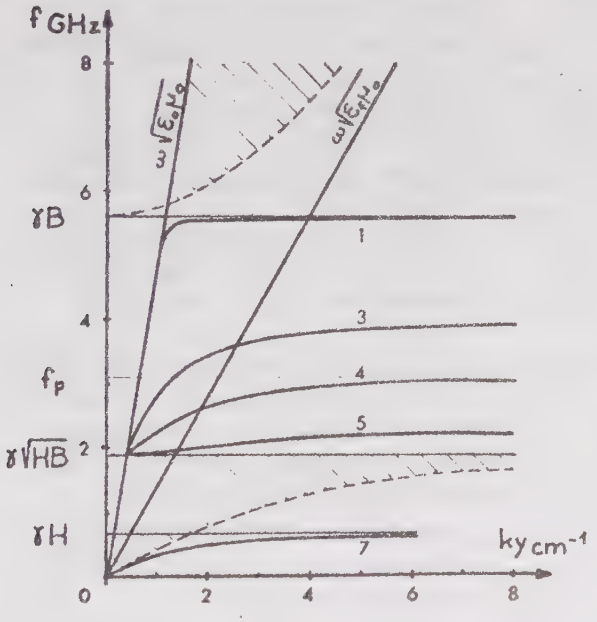


Fig. 2 - "Magnetostatic" mode spectrum

1- μ_d=0.01 4- μ_d=1 7- μ_d=1 000
2- μ_d=0.2 5- μ_d=2
3- μ_d=0.5 6- μ_d=5 $\varepsilon_d\mu_d$=1

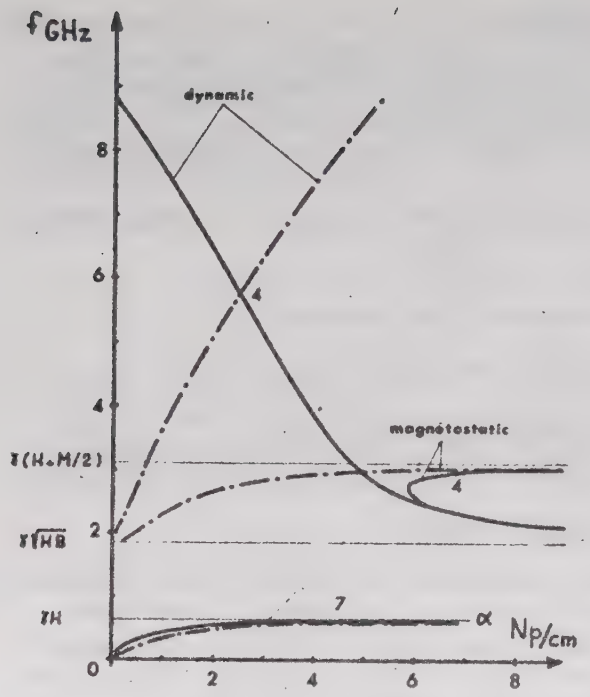


Fig. 3 - Transversal decrement
Case 4 and 7.
Dielectric : slotted line.
Ferrite : continuous line.

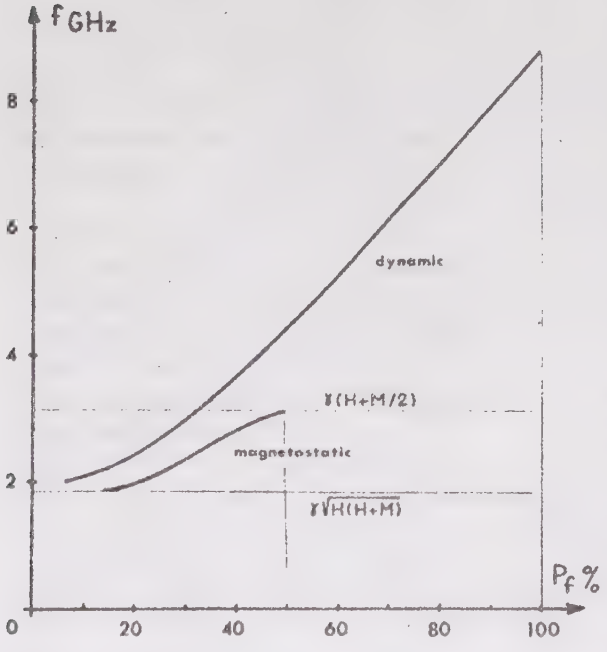


Fig. 4. Normalized power flow in ferrite. Case 4.

- When $\mu_d < \sqrt{B/H}$ the pole corresponds to $f > \gamma\sqrt{HB}$; $\gamma\sqrt{HB} < f < f_p$.
- When $\mu_d > \sqrt{B/H}$ the pole corresponds to $f < \gamma\sqrt{HB}$.

The Fig. 3 shows the logarithmic decrement for the modes $\mu_d = 1$ and $\mu_d \to \infty$ (curves 4 and 7, Fig. 2).

Fig. 4 shows the ratio of the energy flow propagated inside the ferrite to the total flow. At the pole, the ratio reaches 50 %.
Finally, it is specified that the propagation direction of this mode is such that the trihedral $(\vec{H}, \vec{k}_y, \vec{N})$ is direct where $\vec{N}$ is the outward normal to the ferrite surface.

THE DYNAMIC MODE

This mode appears by introducing the electrical energy in the equations and its dispersion curve is always on the left side of the straight line $\omega\sqrt{\mu_o \varepsilon_f}$.
- For $\mu_d = 0$, equation (4) gives $\alpha_d = 0$. The curve is the segment of line $k_y = \omega\sqrt{\varepsilon_d \mu_d}$ (curve 1, Fig. 5).
- For $\mu_d \to \infty$, equation (4) gives $\mu\alpha + K k_y = 0$. The curve corresponds to $k_y = \omega\sqrt{\varepsilon_f \mu}$ (curve 7, Fig. 5).

Several intermediate cases are represented. The dispersion curves of the dynamic modes tangentially stop on the continuous spectrum of the volume modes ; the dynamic mode becoming the first volume mode.

Fig. 3 shows the logarithmic decrement for the mode $\mu_d = 1$; the transverse size of the mode is small except for the extreme frequencies.

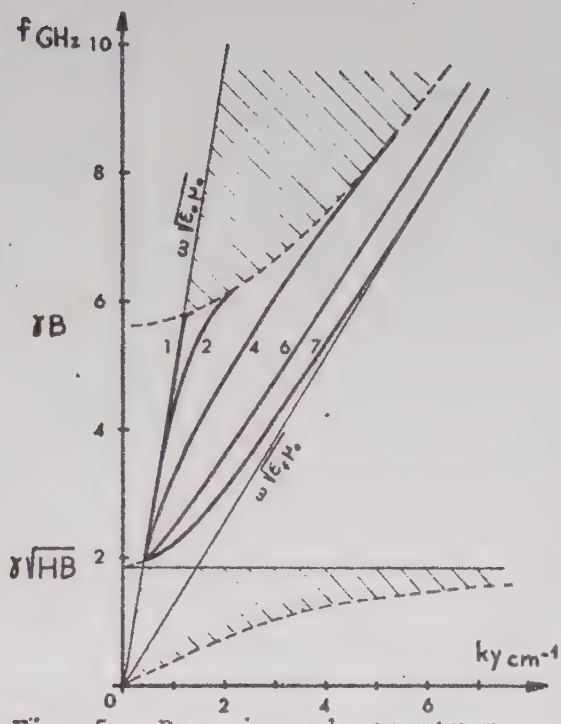


Fig. 5 - Dynamic mode spectrum
Same values as Fig. 2.

Fig. 4 shows the energy flow propagated through the ferrite ; the limiting values of this curve can be explained by Fig. 3.

Finally we note that the propagation direction is such that the trihedral $(\vec{H}, \vec{k}_y, \vec{N})$ is reverse.

CONCLUSION

The two anomalous gyromagnetic TE modes have been described. These modes offer particularly interesting characteristics :

- These modes and their families $k_z \neq 0$ are the only ones occurring in a wide frequency bandwidth $\gamma\sqrt{MB}$ which corresponds to the cut-off region where $\mu_{eff} < 0$.
- They are unidirectional.
- The magnetostatic mode allows millimetric wave-length with very low group velocity : it can be used for building delay lines.
- The dynamic mode bandwidth stretches over the cut-off gap and can become infinite.
- The dynamic mode is not dispersive ; so it is easy to match over a wide bandwidth. It can be used to build a multi-octave isolator.

The calculated propagation directions have been experimentally verified with a delay line and with a multi-octave isolator. They do not correspond to those generally indicated in the literature.

This work was supported in part by the Direction des Recherches et Moyens d'Essais (D.R.M.E.), under contract 69/366.

REFERENCES.

[1] B. Lax, K.J. Button, Microwave Ferrites and Ferromagnetics (McGraw Hill, N.Y., 1962), p.356.
[2] H. Seidel, Bell System Technical Journal, 36, 409, (1957).
[3] P. Bernardi, International Conf. on Microwaves, Circuit Theory and Information Theory, Tokyo, (1964).
[4] M.E. Hines, I.E.E.E. Trans. on Microwave Theory and Techniques, MTT-19, p. 442, (1971).
[5] R.W. Damon, J.R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids, 19, 308, (1961).
[6] T.F. Tao, J.W. Tully, F.W. Schott, Appl. Phys. Letters, 14, 106, (1969).